IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DALLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

PER CURA DEI DIRETTORI

R. FELICI

A. BATTELLI V. VOLTERRA

E DEI SUOI DELEGATI

A. RIGHI e P. CARDANI

PISA
DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI
1902

IL NUOVO CIMENTO

ANNO XLVIII

IL NUOVO CIMENTO

ANNO XLVIII

SERIE V. - Tomo III. Gennaio 1902

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DALLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

PER CURA DEI DIRETTORI

R. FELICI

A. BATTELLI V. VOLTERRA

E DEI SUOI DELEGATI

A. RIGHI e P. CARDANI

PISA
DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI
1902

INDICE

LIBRI NUOVI

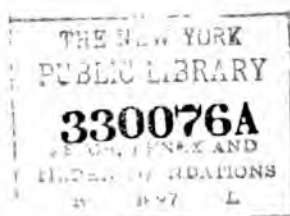
RIVISTA.

Comptes Rendus. — 1901. **Pagina**

Pagina

The Physical Review. — 1901.

Zeitschrift für Physik. Chem. — 1901.

Drude's Annalen — 1900-901.

SULLA STABILITÀ DEL MAGNETISMO TEMPORANEO E PERMANENTE.

Memoria del Prof. M. ASCOLI.

1. Lo stato magnetico di un corpo può variare per diverse cause: le variazioni della forza magnetizzante, le variazioni di temperatura, l' urto. Nelle attuali ricerche, io prendo in considerazione specialmente quest' ultima causa, sebbene le mie esperienze contengano anche gli elementi necessari a trattare della prima. Per tale trattazione basta infatti la conoscenza completa delle linee magnetiche che esprimono la relazione tra la forza magnetizzante e la magnetizzazione, conoscenza che, come vedremo, è pur necessaria al mio studio [1]).

Non mancano studi sperimentali intorno all' effetto dell' urto sopra il magnetismo sia temporaneo che permanente; ma non ho trovato in proposito alcuna ricerca sistematica tale da condurre a leggi ben definite che rispondano ai diversi quesiti che si possono presentare in questo campo, e permettano di raggruppare diversi fatti conosciuti.

1) A proposito di questa prima causa, parmi che sarebbe utile considerare la *stabilità* della magnetizzazione tra le proprietà magnetiche fondamentali dei corpi, si eviterebbe così di ripetere che il ferro dolce ha una intensità del magnetismo residuo minore del ferro incrudito e dell' acciaio, il che è contrario alla verità, e si direbbe assai più correttamente che il ferro dolce ha una magnetizzazione permanente meno stabile, cioè che subisce forti diminuzioni anche per piccolissime forze smagnetizzanti.

Mi ero proposto dapprima di limitare lo studio al magnetismo permanente dell' acciaio; ma fui necessariamente indotto ad estenderlo anche al temporaneo, dopo che ebbi riconosciuto che si possono effettivamente stabilire delle leggi generali che comprendono quelle del magnetismo permanente come casi particolari. Ho inoltre trovato conveniente studiare anche il ferro, il quale, per la sua maggiore instabilità, può dare degli utili suggerimenti e servir di guida nello studio della stabilità degli altri materiali.

Riserbandomi a discutere a luogo opportuno i risultati trovati da altri autori, espongo senz' altro il procedimento seguito nella mia ricerca, il quale si scosta da quelli finora usati in simili esperienze.

PARTE I.

Metodi ed apparecchi.

2. Lo stato magnetico di un corpo non dipende, come è noto, solo dal valore della forza magnetizzante attuale, ma anche dal processo seguìto dalla forza stessa per giungere al detto valore. Io partii dall' ipotesi che lo stesso accada per l' effetto di un urto sopra un corpo posto in un campo magnetico: che cioè esso sia funzione non solo del valore del campo ma anche del modo in cui il campo vi è giunto.

Supponiamo che si abbia una linea AB (fig. 1) rappresentante un determinato processo magnetico; le ascisse sono i valori della forza magnetizzante le ordinate quelli della intensità della magnetizzazione corrispondenti. Non è possibile percorrere la linea A B o un tratto qualsiasi di essa, come risulta dalle ricerche di Ewing, se non partendo da un determinato valore estremo [1]), per esempio il valore corrispondente al punto A

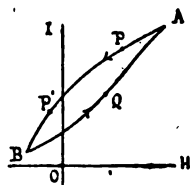



Fig. 1.

1) Tale valore estremo è più grande di tutti gli altri; ma preferisco la parola *estremo* alla parola *massimo*, sia perchè questa seconda sarà spesso usata in altro senso, sia perchè il valore stesso non ha il carattere di un massimo geometrico.

-esso, valore che non si deve *mai* superare se si vuol percorrere una seconda volta la stessa linea. Giunti in B, retrocedendo coi valori di H, si ritorna verso A donde si può di nuovo discendere lungo la stessa A B. Così, se vorremo percorrere la linea ascendente B A, dovremo sempre scendere dal medesimo valore estremo A sino a B per retrocedere da B verso A. In altri termini, un processo magnetico qualsiasi non è definito che in base ad un certo valore estremo della magnetizzazione raggiunta; entro i limiti di questo valore sono infiniti i processi possibili ma tutti perfettamente determinati e contenuti entro il ciclo simmetrico di magnetizzazione compreso tra il detto valor estremo positivo e l'uguale negativo. Tutti questi processi si possono ripetere quante volte si vuole purchè, partendo dal valore estremo, si faccia subire alla forza magnetizzante sempre il medesimo processo.

Ora, *dato uno stato qualunque magnetico* P, *appartenente ad un certo processo, mi propongo di misurare l'effetto sulla intensità della magnetizzazione di un urto e di una serie di urti subiti dal corpo.* Perciò darò alla corrente magnetizzante un valore crescente fino a giungere in A poi lo farò decrescere fino a giungere in P, darò al corpo l'urto ed osserverò la variazione della magnetizzazione. Fatto ciò se vorrò esaminare l'effetto del medesimo urto sopra un secondo stato magnetico P' appartenente al medesimo processo, dovrò in primo luogo *distruggere l'effetto del primo urto;* ciò si ottiene riportando la corrente al valore estremo corrispondente all'ascissa del punto A, ed invertendola più volte alternatamente in modo da tornare infine in A; a questo scopo è sempre sufficiente una diecina di inversioni. Ritornato così in A, potrò diminuire la corrente sino a discendere in P' (senza passar oltre), e sperimentare di nuovo coll'urto. E così continuando potrò determinare per ogni punto di una linea magnetica qualunque la variazione magnetica avvenuta per un urto determiuato.

S'intende che, quando vorrò sperimentare in punti di una linea ascendente, come Q, dovrò prima, partendo da A, scendere fino B e retrocedere poi sino a Q; e così in ogni altro caso anche più complicato. Si verrà per tal modo a de-

terminare, *per un dato processo magnetico* la stabilità del magnetismo in funzione della forza magnetizzante. Queste funzioni si possono, come vedremo, rappresentare graficamente con linee perfettamente definite.

Per questo studio occorre anzitutto tracciare le linee magnetiche, ossia i cicli di magnetizzazione sia simmetrici che asimmetrici; in secondo luogo occorre assoggettare il corpo a urti di intensità ben definita; in terzo luogo misurare la variazione della magnetizzazione.

a). Misure magnetiche.

3. Le esperienze furono tutte eseguite sopra pezzi aventi la forma di cilindri abbastanza allungati perchè nella parte centrale la forza smagnetizzante fosse trascurabile o abbastanza piccola per potersi calcolare colla espressione N I dove N è il valore, almeno approssimato, del fattore smagnetizzante. Le forze magnetizzanti risultanti (H) si calcolano allora sottraendo il prodotto N I dalle forze magnetizzanti (H') applicate. Ciò, come è noto, equivale, nei diagrammi, a prendere per ascisse le H' riferendole però ad un nuovo asse O I' inclinato su quello O I di un angolo avente N per tangente (figura 2). Nei calcoli ho preso per N i valori dati dal Du Bois [1]) e riportati in seguito (§ 39, Tab. VI).

In alcuni casi però la riduzione non fu fatta, basta allora, per eseguirla, riferire la figura ad un asse OY (tracciato nei diagrammi delle Tavole) facente con O I a destra un angolo uguale ad I O I'.

Tutte le misure magnetiche furono eseguite col metodo balistico [2]). Il cilindro magnetico era disposto orizzontalmente in direzione perpendicolare al meridiano magnetico e fisso all'apparecchio di percussione di cui dirò più avanti; esso era interamente contenuto nella spirale magnetizzante lunga cm. 100,1 del diametro interno di cm. 3,90 e coperta di 8 strati

1) Du Bois. Die magnetische Kreise etc. Ho mantenuto i valori del Du Bois, malgrado i dubbi fondati mossi recentemente dal Benedicks (Drude's Ann. 1901, p. 726) perchè le differenze hanno assai piccola influenza nel caso nostro.

2) V. § 30.

filo del diametro di cm. 0,05. In questa spirale, avvolta so-
pra un tubo di vetro, era mandata la corrente di una batteria
di accumulatori, che poteva essere convenientemente regolata
da reostati a liquido (solfato di zinco) e metallici e passava at-
traverso ai commutatori e interruttori i quali servivano per
provocare le deviazioni balistiche. Era necessario al mio scopo
tracciare una linea magnetica a partire da un valore qualun-
que della forza magnetizzante sia positivo che negativo, giun-
gendo pure ad un valore qualsiasi; era cioè necessario di
tracciare oltre al ciclo simmetrico A A' (fig. 3) anche un altro

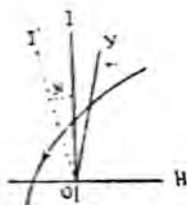



Fig. 2.

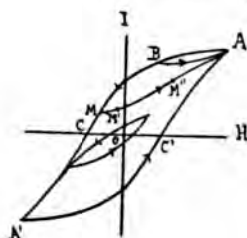



Fig. 3.

qualunque dissimetrico come quelli disegnati nella figura. Al
metodo delle variazioni successive, col quale i punti delle
curve non risultano determinati indipendentemente l' uno dal-
l'altro, ho preferito la disposizione di Ewing e Klaassen [1])
opportunamente completata.

La disposizione da me adottata è rappresentata schema-
ticamente nella fig. 4. C è il commutatore a sei pozzetti di
mercurio ed a bilanciere. Tra a_1 e b_1 e tra a_2 e b_2 sono in-
serite due cassette di resistenza uguali R_1 R_2, e tra i punti c
e d è collocata la spirale magnetizzante S contenente il pezzo
che si studia. Da un punto A_1 dei blocchi della cassetta R_1 si
stacca un filo che mediante un ponticello K_1 serve a mettere
in *corto circuito* le resistenze comprese tra A_1 e B_1. Il punto
A_1 si può spostare a volontà lungo tutto il reostato in modo
che, pur lasciando invariata la resistenza totale, si può cam-
biare ad arbitrio quella parte che si mette in corto circuito

1) Ewing e Klaassen. Phil. Trans. 1894.

col ponticello K_1 La stessa disposizione è ripetuta nel reostato R_2. Ai bicchierini centrali del commutatore C giungono i con-

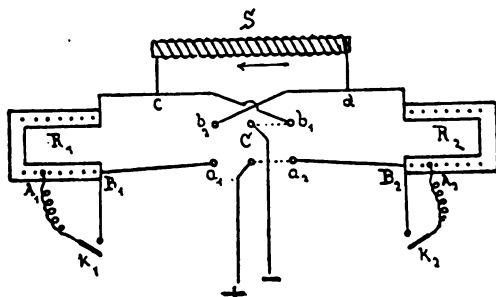



Fig. 4.

duttori degli accumulatori attraverso ad altri reostati che servono a stabilire il valor massimo della corrente colla quale si vuole sperimentare. Se il bilanciere è abbassato verso destra, come è indicato dalle punteggiate, la corrente nella spirale S ha la direzione della freccia. Volendo tracciare il primo tratto discendente A B (fig. 3) a partire da un dato estremo (A) si dà alla corrente l' opportuno valor massimo mediante i reostati del circuito principale, mentre dalle cassette R_1 R_2 sono escluse tutte le resistenze. Si chiude il corto circuito K_2 e, dopo questo, si tolgono alcune spine tra A_2 e B_2; aprendo K_2 si scende da A in B; la corrispondente deviazione balistica è letta al galvanometro; richiudendo K_2 si ritorna in A. Si mutano poi le resistenze tra A_2 e B_2 mentre K_2 è chiuso; aprendo K_2 si ottiene così un altro punto del tratto A R. Se a partire da un punto qualunque, p. es. da B, si volesse tracciare la linea ascendente verso A, lasciando in R_2 invariata la resistenza totale si sposterebbe A_2 mentre K_2 è aperto, e poi chiudendo K_2 si aumenterebbe la corrente ottenendo un punto della linea ascendente. Col commutatore C, quando in R_1 si introducano delle resistenze e si escludano tutte in R_2 si scende da A ad un punto qualunque M di ascissa negativa; e manovrando il corto circuito K_1 si può risalire da M verso A. Quando si vuol diminuire la corrente si deve aver l'avvertenza di aumentare la resistenza compresa tra A_1 e B_1 (o A_2 e B_2) mentre è chiuso il corto circuito; quando la si vuol aumen-

tare si deve spostare il punto di presa A_2 (o A_1) mentre il corto circuito è aperto.

Colla disposizione descritta si traccia assai speditamente qualsiasi linea magnetica; ciascuna osservazione si può ripetere quante volte si desidera aprendo e chiudendo più volte successivamente i corti circuiti K_1 o K_2, e manovrando ripetutamente il commutatore C.

4. A questo metodo, applicabile in qualunque caso, ho però spesso, specialmente quando si trattava di correnti forti, preferito il seguente, non applicabile che al tracciamento di quelle linee magnetiche le quali abbiano un punto corrispondente ad $H = 0$, ossia attraversino l' asse delle ordinate, come sono tutte quelle della fig. 3 tranne la B A.

La corrente degli accumulatori, come anche nel metodo precedente, era regolata dai due reostati l' uno in serie composto di resistenze metalliche R (fig. 5) l' altro R' a liquido, in

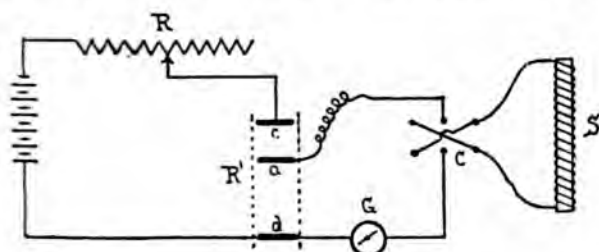



Fig. 5.

derivazione [1]). La corrente giunge al liquido (soluzione di solfato di zinco), mediante i due dischi fissi di zinco c e d, ed è portata al commutatore C la derivazione presa tra il disco fisso d ed il mobile a. Così che la corrente che passa per la spirale magnetizzante S può variare da zero, quando a è in contatto con d, ad un valor massimo regolato dal reostato R, quando a tocca c. Portata la magnetizzazione al punto A (figura 3) con una inversione si ottiene il valore dell' ordinata di A, con una interruzione, che si eseguisce col medesimo

1) V. Ewing. Magnetic induction etc. 1900, pag. 45.

commutatore C fermato a metà strada in posizione orizzontale, quella di R [1]). Dopo eseguita questa interruzione si completa il movimento del commutatore e si giunge così da R in A', poi con una nuova inversione si torna in A. Allora manovrando il reostato R' si scende in un punto qualunque B e, letta la corrente nello strumento G, la si interrompe; si ottiene così la variazione da B ad R ed essendo noto R se ne deduce per somma l'ordinata di B. Poi si scende ad A' e si risale ad A manovrando il reostato R' e il commutatore C; si scende poi ad un altro punto e si interrompe. Si ottengono così tutti i punti che si desiderano sul tratto discendente A R.

Per tracciare il tratto R A', si parte da A si interrompe la corrente col commutatore C, si abbassa il disco *a* fino ad una certa posizione e si chiude C nel senso della corrente negativa; così si ha la variazione da R ad un punto M qualunque del tratto discendente R A'. Letta la corrente in G si scende in A' poi si torna in A, si interrompe, si dà al disco *a* una nuova posizione ed alla chiusura di C si ottiene un altro punto sul tratto R A'. Volendo tracciare la linea ascendente MA, si deve scendere anzitutto, da A ad R mediante il reostato R', poi invertire il commutatore C, e col reostato R' scendere ancora da R ad M e interrompere; si determina così M. Risaliti in A sempre colle medesime manovre si torna in M e si risale in M'; l'interruzione dà l'ordinata di M' e analogamente di un altro punto del tratto M R'. Pel tratto R' A, dopo scesi in M si risale in R', si interrompe il circuito col commutatore C si solleva alquanto il disco A e si chiude il circuito nel senso della corrente positiva, così si ottiene un punto qualunque M".

La descrizione di questo procedimento è alquanto lunga ma in pratica le esperienze si eseguiscono assai più rapidamente che col primo metodo, per la grande facilità colla quale si manovra il reostato a liquido. Al primo metodo rimane solo il vantaggio di potersi applicare anche alle linee che non attraversano l'asse delle ordinate. Ma per gli altri casi, come

1) Nella figura 3 R è il punto di incontro della curva A M' A' coll'asse delle ordinate R' il punto d'incontro della M M'A coll'asse stesso

ad esempio pel caso di un ciclo simmetrico, cioè il caso che più interessa nella pratica, salvo ricerche speciali, io preferisco e consiglierei di preferire il secondo, anche a quello dell' Ewing; esso ha anche il vantaggio di semplicità molto maggiore non richiedendo che l' uso di un reostato a liquido strumento di preparazione estremamente facile e di uso comodissimo.

5. *Circuito indotto.* — Nel centro della spirale magnetizzante è collocata la spiralina indotta, avvolta sopra un tubetto di vetro e guidata da due anelli di sughero che la tengono centrata nella spirale primaria. Il diametro del tubetto è tale da lasciar libero il passaggio a tutte le sbarre studiate. Dovendosi eseguire misure di variazioni di flusso magnetico di grandezze assai differenti nei differenti casi, conveniva poter variare rapidamente la sensibilità della misura; perciò, nel circuito del galvanometro, era introdotta una cassetta di resistenza, ed inoltre, invece di una sola spirale indotta, ne ho preparate due avvolte sul medesimo tubetto l' una di 180 l' altra di 540 spire, nel rapporto cioè da 1 a 3. Queste due spirali si potevano adoperare separatamente, oppure in serie, oppure in opposizione in modo da far variare il numero delle *spire attive* nel rapporto dei numeri 1, 2, 3, 4; lo scambio si faceva colla semplice rotazione di un opportuno commutatore a mercurio il quale nel tempo stesso introduceva delle resistenze di compensazione in modo che rimanesse inalterata la resistenza totale del circuito indotto. Questo commutatore era composto di 7 pozzetti di mercurio cui mettevan capo gli estremi delle due spirali (3, 1), delle resistenze di compensazione [(3) (1)] e dei conduttori del galvanometro (G G) essi venivano messi tra loro in comunicazione da 4 serie di ponticelli fissi alle 4 faccie di un regolo a sezione quadrata; queste 4 comunicazioni sono indicate schematicamente nella fig. 6.

Le sezioni medie di questi 4 sistemi indotti furono determinate magneticamente. Dapprima se ne determinarono i rapporti, misurando al galvanometro balistico, in unità arbitrarie, i flussi prodotti (senza ferro) da una medesima corrente indut-

trice (la lettura si faceva all' inversione). Indicando con S_1 S_2 S_3 S_4 le 4 sezioni si trovò

$$\frac{S_2}{S_1} = 2,625 \quad \frac{S_3}{S_1} = 3,625 \quad \frac{S_4}{S_1} = 4,625 .$$

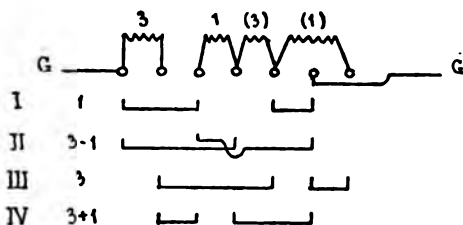



Fig. 6.

In seguito si introdusse nella medesima spirale magnetizzante un' altra spiralina pure di 180 spire e magneticamente si determinò il rapporto tra S_1 e la sezione di questa S_0. Si dedusse poi il diametro medio di questa spirale ausiliaria dalla lunghezza del filo avvoltovi. Si ebbe in tal modo in cm^2

$$S_1 = 1,856 \quad S_2 = 4,872 \quad S_3 = 8,584 \quad S_4 = 12,296 .$$

6. *Riduzione in misura assoluta.* — Questi valori mi servirono anche per determinare la costante del galvanometro balistico.

Quando la resistenza totale del circuito indotto era la minima (spirali indotte e galvanometro) la costante risultò

$$1^{mm} = 2,280 \text{ unità C. G. S. di flusso magnetico.}$$

Si determinò anche, misurando sempre una medesima variazione di flusso, il rapporto tra questa costante e quella che si ottiene introducendo delle resistenze nel circuito indotto; come è noto questo rapporto non è esattamente quello delle resistenze, in causa dello smorzamento del galvanometro.

Ma trattandosi di serie di esperienze assai lunghe, queste riduzioni fatte su centinaia e migliaia di numeri sono estremamente laboriose; è senza dubbio assai più lungo il calcolo che non l' esecuzione stessa delle esperienze; e ciò è tanto

ma gravoso in quanto che spesso una simile riduzione non è strettamente necessaria ma semplicemente opportuna. Ho pensato perciò di evitare completamente la riduzione in unità assolute tanto delle letture balistiche quanto di quelle delle correnti magnetizzanti. Ed io consiglio tutti coloro che si occupano di misure di questo genere di seguire il mio metodo del quale mi trovai oltre ogni dire soddisfatto.

Per quanto riguarda le letture balistiche notiamo che esse misurano il flusso totale attraversante la spirale indotta. Se S è la sezione del ferro, S' quella nella spirale; I l'intensità del magnetismo indotto, H la forza magnetizzante che supponiamo costante in tutta la sezione S', il flusso totale Q, indicando con n il numero delle spire indotte

$$Q = (4 \pi I S + H S') n$$

noi invece vogliamo misurare la sola prima parte di questo flusso; una prima correzione necessaria è dunque la sottrazione del termine H S'. Nel caso che il campo nel quale la spirale indotta è immersa non venga modificato dall'introduzione del ferro, caso che si verifica quando l'azione smagnetizzante è insensibile, come appunto, almeno molto approssimatamente, in tutte le mie esperienze, il termine H S' è misurato dalla deviazione balistica che si otterrebbe colla medesima corrente (o variazione di corrente) quando non vi fosse il ferro; esso è quindi proporzionale alla corrente.

Per evitare questa prima correzione, in serie colla spirale magnetizzante ho posto (lontana dal ferro) una piccola spirale ausiliaria. Nell'interno di questa, nel circuito secondario, in serie colla spirale indotta contenente il ferro, ne ho collocata una seconda (ausiliaria). Il numero di spire di queste due spirali, primaria e secondaria ausiliarie, e la sezione della seconda si calcolarono in modo che la medesima variazione di corrente desse, almeno approssimatamente, la medesima deviazione data dall'altra spirale indotta senza ferro; conviene anzi che dia una deviazione un po' maggiore. Il senso degli avvolgimenti è tale che le due spirali tendono a dare deviazioni opposte; allora è assai facile, spostando la spirale indotta ausiliaria lungo l'asse della ausiliaria induttrice, di ridurre esattamente

a zero la deviazione corrispondente all' inversione di una corrente qualunque, quando, s' intende, nella spirale magnetizzante non è collocato il ferro.

Collocato il ferro, la deviazione balistica allora è semplicemente proporzionale al termine $4 \pi I S$, dove I rappresenta la variazione dell' intensità della magnetizzazione. Se K è la costante del galvanometro, cioè il numero per il quale va moltiplicata la sua deviazione in mm. per ottenere la quantità di elettricità indotta in unità C. G. S., δ la deviazione letta (in mm.), R la resistenza totale del circuito indotto, avremo

$$\frac{4 \pi I S n}{R} = K \delta$$

ossia

$$4 \pi I = \frac{K R}{n S} \delta$$

nota la costante K o $\frac{K}{n}$ è chiaro che la costante $\frac{KR}{nS}$ può assumere il valore che si desidera (non inferiore ad un certo limite) dando ad R valori opportuni. Si può cioè facilmente determinare per ciascun pezzo, cioè per ciascuna sezione S, il valore che si deve dare alla resistenza del circuito secondario, perchè la costante $\frac{KR}{nS}$ acquisti il valore 1, o 10, o 100, o simili. La R si potrebbe calcolare, ad esempio, colla

$$\frac{KR}{nS} = 10 ,$$

se K fosse esattamente costante. Ma siccome, come abbiamo detto, K dipende anch' essa da R conviene determinare sperimentalmente il valore della costante $\frac{KR}{nS}$ in funzione di R; dalle esperienze si deduce facilmente la resistenza che si deve introdurre nella cassetta che è collocata nel circuito indotto, perchè la costante assuma i voluti valori, per i diversi valori di S. Queste esperienze si eseguiscono senza difficoltà alcuna. Io ho usato quasi esclusivamente i valori 10 e 100, avendo a disposizione (per le variazioni dovute all' urto) anche il com-

...atore della fig. 6, che permette di variare anche n. Questi ...no certo i valori più comodi ma anche i valori 20, 50, 200 ...simili lo sono quasi altrettanto.

L'altra riduzione si riferisce al calcolo della forza ma...gnetizzante. Per spirali lunghe come quelle da me usate si ...può adoperar sempre la formola

$$H = \frac{4 \pi n_1 i}{10}$$

...ove i è la corrente in ampère, n_1 il numero di spire per ...cm. di lunghezza della spirale. Il coefficiente $\frac{4 \pi n_1}{10}$ può assu...mere il valore che si desidera quando si scelga opportuna...mente il valore di n_1; ma questo non sempre si può fare, ed ...è assai difficile farlo rigorosamente. È invece preferibile porre ...in derivazione sull' amperometro delle opportune resistenze ...(shunts). Se g è la resistenza dell' amperometro s quella dello ...shunt la corrente I che passa per l' amperometro ha colla to...tale i la relazione

$$i = \frac{s + g}{s} I,$$

e quindi

$$H = 4 \pi n_1 \frac{s + g}{s} I.$$

È facile determinare la resistenza s dello shunt in modo che la costante

$$4 \pi n_1 \left(1 + \frac{g}{s}\right)$$

acquisti il valore 1, 10, o simili. Nelle mie esperienze adope...ravo un milliamperometro Siemens (tipo Weston), ed alla co...stante davo i valori $\frac{1}{20}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{0,2}$ secondo i casi. La resistenza s ...veniva determinata empiricamente in modo da ridurre la de...viazione dell' amperometro al valore voluto. Anche queste sono ...determinazioni assai facili e rapide.

Con le disposizioni ora descritte i numeri direttamente letti agli strumenti servivano senz' altro al tracciamento dei diagrammi.

7. *Misura delle variazioni della magnetizzazione.* - Anche le variazioni della magnetizzazione dovute all' urto sono misurate col metodo balistico. La sbarra, mentre stava contenuta nella spirale magnetizzante era fissata, nel modo che dirò fra poco, all' apparecchio di percussione. Al galvanometro balistico si osservava la corrente indotta per la variazione prodotta dall' urto senza dover spostare nè il pezzo magnetizzato nè la spirale indotta. Si poterono così osservare anche piccole variazioni, portando, sia mediante la cassetta di resistenze, sia mediante il commutatore della fig. 6, la sensibilità al suo massimo valore. Per l' acciaio temperato ho però avvolto sul pezzo stesso un' elica di 1800 spire senza alterare la resistenza totale del circuito indotto. Perchè sia rigorosa l'applicazione del metodo balistico è necessario che la vibrazione prodotta dall' urto cessi in brevissimo tempo; ciò si otteneva colla speciale disposizione dell' apparecchio di percussione.

b). Apparecchio di percussione.

8. L' apparecchio di percussione era disposto come segue. La sbarra magnetica sottoposta a studio è foggiata a vite per un breve tratto alle sue estremità per aggiungervi, strettamente avvitate, due *appendici* cilindriche A_1, A_2 di ottone; queste hanno lo scopo di ricevere direttamente l' urto senza danno del corpo magnetico, di permettere a questo di rimanere completamente contenuto nell' interno della spirale magnetizzante, di servire di appoggio sopra i sostegni esterni S_1 S_2 (fig. 7).

Due difficoltà che si presentano sono di impedire che l'urto si trasmetta in misura considerevole ai sostegni e che la sbarra per effetto di ripetuti colpi subisca degli spostamenti. Alla estremità che riceve il colpo (a destra nella fig. 7) l'appendice di ottone è stretta da una morsa di ottone murata M, dalla quale è però separata da un buon strato di sughero nel quale

a affonda un grosso filo di rame saldato in due o tre spire sopra l'appendice A_1 per impedire o diminuire lo scorrimento.

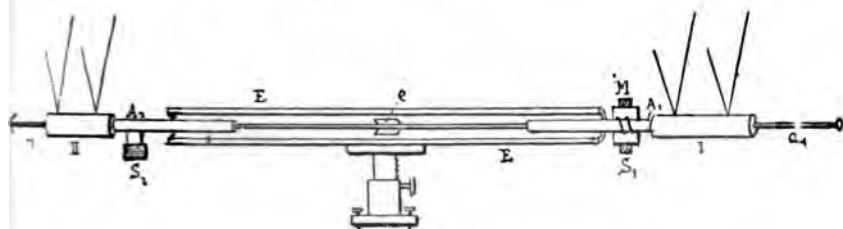



Fig. 7.

L'altro estremo è semplicemente appoggiato sopra un pezzo di sughero sorretto da un secondo sostegno S_2 murato a m. 1,20 dal primo; le sbarre, sebbene lunghe fino a quasi un metro, erano tutte abbastanza grosse per non inflettersi sensibilmente.

L'urto è prodotto dalla caduta di un martello cilindrico di ottone (lunghezza cm. 17,3 diametro cm. 2,5) del peso di kg. 0,738 (I). Questo è sospeso in due punti con 2 coppie di fili lunghi cm. 153 e fissati pure a sbarre murate; così il cilindro si mantiene sempre in posizione orizzontale, cioè parallela alla sbarra, e, nella caduta, la percussione è esattamente centrale. Il cilindro I porta un' asticina a_1 terminata in un dischetto di ferro il quale va ad appoggiarsi all' estremità di un piccolo elettromagnete collocato all' opportuna distanza ed avente lo scopo di sostenere il peso, prima della caduta, ad una altezza ben determinata. Un interruttore posto nel circuito dell' elettromagnete permette di far cadere il peso quando tutto è pronto per l' osservazione. L' operatore incaricato di questo, dopo avvenuto l' urto ed il parziale rimbalzo, trattiene a mano il peso per impedirne la ricaduta.

Contro l' altro estremo è appoggiato un peso identico al precedente (II) e ugualmente sospeso. Questo riceve l' urto trasmesso dalla sbarra ed è lanciato ad una certa altezza; per impedirne la ricaduta, senza bisogno dell'assistenza di un' altra persona, all' estremo dell' asticina a_2 di questo secondo peso è saldato un filo di rame foggiato a punta di freccia f; questa, nel moto ascendente si apre il varco tra due fili di

rame tesi verticalmente ad opportuna distanza dalla sbarra, i quali trattengono il peso nel suo moto discendente di ritorno.

Lo scopo di questo secondo peso è, in primo luogo, quello di rendere ben definita la perturbazione cui è sottoposto il corpo impedendo le successive vibrazioni, che, se continuassero per qualche tempo potrebbero render dubbia l' applicabilità del metodo balistico; trasmettendosi invece al peso, le vibrazioni cessano istantaneamente come è reso evidente dal suono stesso prodotto. In secondo luogo il peso è necessario per impedire gli spostamenti della sbarra nel senso dell' urto; malgrado le disposizioni accennate per fissare l' estremo della sbarra, tali spostamenti sono di qualche millimetro anche per un solo colpo; invece coll' applicazione del detto peso II anche dopo migliaia di colpi non si verifica nessun spostamento sensibile.

Mediante i due pesi ho anche potuto constatare che una parte assai piccola della forza viva dell' urto va dispersa nei sostegni o altrimenti; ho infatti verificato che l' altezza di caduta è solamente di poco superiore alla somma di quella a cui è lanciato il II peso e di quella di rimbalzo del I. Si può quindi ammettere che un' onda di forza viva presso a poco costante si propaghi da un estremo all' altro del corpo magnetico.

La spirale magnetizzante E E è collocata sopra un sostegno indipendente regolabile in modo che nessun contatto abbia luogo colla sbarra. Anche il contatto tra questa e la spirale indotta *e* si evitava onde l' effetto dell' urto non venisse disturbato. A questo scopo nell' interno del tubo sul quale è avvolta la spirale indotta era fissata una spiralina di rame nudo in comunicazione con uno degli estremi della spirale indotta. Se questa toccava il ferro si stabiliva una comunicazione tra questo e la spirale indotta e si chiudeva il circuito di una pila e di un galvanometro. Nel mettere a posto la sbarra e le spirali si verificava sempre che questo contatto non esistesse.

Alle disposizioni ora descritte è dovuta, almeno in gran parte, la regolarità in vero sorprendente dei risultati ottenuti.

c). Procedimento delle esperienze, verifiche e sensibilità.

9. Sopra ciascun pezzo esaminato, stabilita la forza magnetizzante estrema da adoperarsi, due serie di esperienze sono necessarie per lo studio completo. La prima serve al tracciamento delle linee magnetiche, costituenti, nei limiti assunti, cicli simmetrici ed asimmetrici, linee discendenti o ascendenti. La seconda serie serve a studiare la variazione, che, per effetto della percussione, subisce la magnetizzazione a ciascuno degli stati magnetici considerati nella prima serie, o meglio in un punto qualunque delle linee magnetiche tracciate. Perciò, prima di dare un colpo, eliminato, mediante un certo numero di inversioni della corrente estrema, l' effetto dei colpi precedentemente ricevuti dal corpo, si discende dal valor massimo e manovrando i reostati ed il commutatore si descrive un processo magnetico determinato arrestandolo in quel punto che si vuol esaminare. Si dà allora il colpo e si osserva la variazione avvenuta. Si può poi, senza modificare la forza magnetizzante, esaminare l' effetto di un secondo, di un terzo o di un numero qualunque di colpi successivi.

Durante le esperienze di percussione è necessario che la corrente magnetizzante rimanga sensibilmente invariabile, ciò non si può ottenere che con una forza elettromotrice costante, giacchè, se si facesse uso di resistenze regolatrici, non rimarrebbe più definito il processo che serve a portare la magnetizzazione al valore voluto.

10. Un dubbio si affaccia naturalmente; che cioè tanti colpi successivi non abbiano ad alterare in modo permanente le proprietà magnetiche e meccaniche del corpo; ciò avverrebbe molto probabilmente nel ferro dolce molto fortemente ricotto: ma nei corpi da me studiati nessuna variazione apprezzabile si è mai verificata. Ripetendo in un momento qualunque le esperienze sulla magnetizzazione o sull' urto, o riprendendo dopo molte altre esperienze una serie prima interrotta, si ottenne sempre un perfetto accordo nei risultati.

Un secondo dubbio nasce dal fatto che la variazione del flusso magnetico dovuta all' urto reagisce per induzione sopra la corrente primaria e produce una corrente istantanea che si sovrappone alla primaria stessa. Questa variazione, sia pur temporanea, nella corrente primaria potrebbe produrre una variazione della magnetizzazione che si sovrapporrebbe a quella dovuta all' urto. Per verificare se questo effetto è sensibile, ho chiuso in corto circuito le spirali indotte avvolte sul pezzo in esame, lasciando nel circuito secondario la sola spirale ausiliaria di cui al § 6; in questa ho introdotto una sbarra simile a quella in esame. Mandata nel primario una corrente e dato un colpo alla sbarra in esame, la variazione di corrente di cui quì mi occupo, se sensibile, avrebbe fatto variare la magnetizzazione della sbarra non colpita e quindi la spirale indotta ausiliaria avrebbe dato una deviazione al balistico. Ciò invece non si è mai verificato, onde possiamo ritenere trascurabile questa causa d' errore.

11. Quanto alla sensibilità assoluta delle misure notiamo anzitutto che essa era mantenuta pressochè costante nello studio dei diversi corpi; cioè, coi mezzi sopra detti, si regolavano le cose in modo che le deviazioni prodotte dai colpi sia nel ferro dolce che nell' acciaio temperato fossero sempre del medesimo ordine di grandezza. Un millimetro della scala del galvanometro corrispondeva nel caso del ferro a 10 unità C. G. S. di induzione ($4\pi I$) nell' acciaio temperato ad una sola unità. Onde, quanto alla sensibilità relativa, trattandosi di valori dell' induzione spesso superiori a 15000 C. G. S. 1 mm. poteva rappresentare una variazione di 1 sopra 15000; era facile leggere anche le frazioni di millimetro.

PARTE II.

Risultati generali.

12. Dai numeri ottenuti coll' esperienza, troppo abbondanti per esser riportati per esteso, furono dedotte le curve che, in scala ridotta, sono riportate nelle figure delle tavole; queste

rappresentano graficamente i risultati ottenuti per i diversi stati magnetici studiati e per i diversi limiti delle forze magnetizzanti applicate.

Le leggi generali del fenomeno però presentano in tutti i casi una tale analogia che si può riassumerle facendo astrazione dai casi particolari trattati. Perciò, riserbandomi di discutere in seguito alcune delle più importanti particolarità, credo utile premettere l' esposizione di tali leggi generali che mi sembrano costituire la parte essenziale del lavoro.

Il metodo seguito dà il valore della magnetizzazione e delle sue variazioni in un punto del corpo; perciò la maggior parte dei risultati che esporrò in questa seconda parte non si applica senz' altro che a corpi magnetizzati uniformemente. Quando la magnetizzazione non sia uniforme, per trattare il problema completamente, bisogna considerare le varie intensità esistenti nelle diverse parti del corpo. Sopra ciascun materiale io ho eseguito esperienze con diverse intensità, cosicchè non mancano i dati per questa trattazione; ma mi riserbo a parlarne nel discutere i risultati particolari ottenuti (V. Parte III. § 42).

In quasi tutte le esperienze eseguite cioè per quasi tutti gli stati magnetici esaminati si applicarono al pezzo più colpi successivi e si esaminò l' effetto di ciascuno di essi. L' effetto di più colpi successivi è sempre rapidamente decrescente con una legge ben determinata, la quale si presta a considerazioni non prive di interesse. Tuttavia per ora non mi occuperò che dell' effetto del solo primo colpo applicato al pezzo dopo raggiunto lo stato magnetico che si vuol esaminare; aggiungerò solo che tutto quanto andrò ora esponendo non verrebbe sostanzialmente modificato se invece dell' effetto del solo primo colpo si considerasse la somma degli effetti di più colpi successivi (V. § 26).

a). Processi ciclici simmetrici.

13. Esaminerò dapprima i processi magnetici formanti un ciclo simmetrico, ossia compreso tra due valori uguali e contrari della forza magnetizzante, misurando nel modo descritto,

la variazione prodotta da un urto, sempre della medesima intensità, in ciascuno dei successivi stati magnetici rappresentati dai punti del ciclo (fig. 8). Prima di incominciare le esperienze è necessario che il processo sia reso veramente ciclico con un certo numero di inversioni della corrente magnetizzante.

Fig. 8.

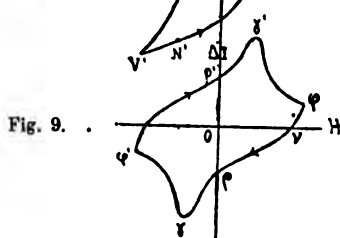
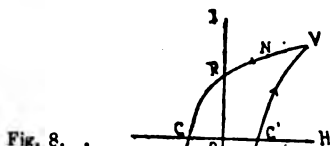



Fig. 9.

Rappresenteremo graficamente anche le variazioni della magnetizzazione prendendo queste (Δ I) [1] (in iscala opportuna) per ordinate e le forze magnetizzanti per ascisse (H) (fig. 9).

Cominciando dal primo punto V, vertice del ciclo magnetico, la variazione è sempre positiva (aumento della magnetizzazione) in modo che al punto P del diagramma magnetico corrisponde un punto φ *nel diagramma delle variazioni* avente ordinata positiva (fig. 9); man mano che si scende lungo la V R il valore della variazione va diminuendo finchè si annulla in un certo punto N, cui nella fig. 9, corrisponde il punto ν di ordinata zero.

In questo punto N un colpo, od una serie di colpi ripetutamente applicati, non produce alcuna variazione della magnetizzazione anche nel ferro dolce, che pure all' urto è tanto sensibile.

1) La lettera I, nel testo e nelle figure indica l' intensità della magnetizzazione.

Continuando a discendere oltre ad N la variazione diventa negativa e va man mano crescendo, la curvatura della linea delle variazioni cambia segno; mentre nel primo tratto (intorno a ν) la concavità è rivolta in alto, nel secondo si volge in basso; l'aumento continua anche per forze magnetizzanti negative, finchè in corrispondenza di una forza magnetizzante assai *prossima alla forza coercitiva* O C, si raggiunge un massimo assoluto, in γ, per poi discendere, rimanendo nel campo negativo finchè, in corrispondenza del vertice V', si giunge ad un punto ϕ', simmetrico con ϕ rispetto all'origine delle coordinate.

Questo l'andamento generale; è però da notarsi che per cicli molto piccoli (valori molto piccoli dell'ascissa del punto V), il massimo va attenuandosi e finisce a scomparire, e che mentre, pei cicli grandi l'ascissa del massimo è un po' minore della forza coercitiva, per i più piccoli diventa un po' maggiore; ma, finchè il massimo è bene accentuato, se ne scosta sempre assai poco.

Risalendo poi lungo il ramo ascendente V' R' V, simmetrico col discendente V R V', la linea delle variazioni si riproduce in modo identico al precedente, e quindi infine si trova che *a ciclo magnetico chiuso e simmetrico corrisponde un ciclo di variazioni chiuso e simmetrico.*

14. Invece delle forze magnetizzanti, si possono prendere come ascisse nel diagramma delle variazioni i valori corrispondenti dell'intensità della magnetizzazione dedotti dalla fig. 1. Si ottengono così forme assai più semplici (fig. 10) e assai meno diverse tra di loro nei diversi casi. Questi diagrammi trasformati hanno il vantaggio di rappresentare direttamente anche le variazioni *relative* cioè i rapporti tra le assolute ed i corrispondenti valori della magnetizzazione; essi sono dati dalla tangente dell'angolo che il raggio vettore OM coll'asse delle ascisse. Nel 1° e 3° quadrante tali variazioni sono positive (aumenti), nel 2° e 4° sono negative (di-

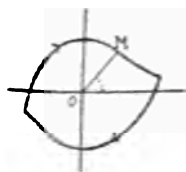
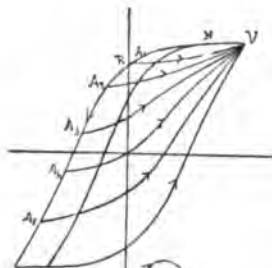
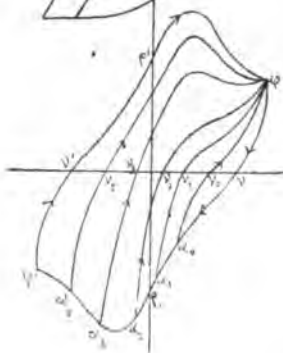



Fig. 10.

minuzioni). In ciascun quadrante la variazione relativa varia da 0 a $\pm \infty$.

b). Processi ciclici non simmetrici punti e linee neutre.

15. Trattiamo ora dei processi non simmetrici contenuti entro un dato ciclo simmetrico. E dapprima, partendo sempre dal vertice V (fig. 11), discendiamo lungo la VR e, giunti in un punto qualunque A, retrocediamo. Avremo così, al variare di questo punto una famiglia di linee ascendenti ciascun individuo della quale si stacca da un punto della discendente V A V' e tende verso il vertice V, formando, insieme al corrispondente

tratto V A della discendente, un ciclo chiuso asimmetrico. A questa famiglia appartiene anche la V' R' V (V', R', N' sono i punti simmetrici con V, R, N rispetto all' origine).

Nel diagramma delle variazioni (fig. 12) ai punti $A_1 A_2$... corrispondono altrettanti punti $\alpha_1 \alpha_2$.... Seguendo ad esempio la A_1 V si trova che la linea rappresentante la variazione

rispondente si stacca da α_1 verso l'interno del ciclo chiuso e sale attraversando l'asse delle ascisse e tendendo verso il vertice Φ, con un andamento che, se A_1 non è lontano da V, tende a seguire quello della $\Phi \nu \alpha_1$. Man mano che il punto A si scosta da V, cioè α da Φ, la linea delle variazioni si, deformandosi, va a poco a poco manifestandosi ed accentuandosi il massimo, e la forma tende a quella delle $\Phi' \nu' \rho' \Phi$ [1]).

Risulta così che *ad un ciclo magnetico chiuso qualunque corrisponde un ciclo chiuso di variazioni.*

15. *Linee neutre principali.* — Tutte le linee partenti dai punti α, (a meno che α non si trovi tra ν e Φ, ossia A tra N e V), attraversando l'asse delle ascisse, hanno un punto di ordinata nulla (ν_1 ν_2 ν_3 ....). Su ciascuna delle linee magnetiche staccantesi da A_1 A_2 .... vi è dunque un punto, avente l'ascissa dei punti ν_1 ν_2 ...., che rappresenta uno stato magnetico di *stabilità perfetta,* cioè tale che per i colpi non subisce alcuna variazione. Questi punti si possono chiamare *punti neutri.*

I punti neutri N formano un *luogo geometrico* assai ben definito, che chiameremo *prima linea neutra principale.* Essa passa necessariamente per N' (fig. 8), poichè la V' R' V appartiene alla famiglia delle A V, passa anche per N, perchè N è il punto neutro di una ascendente NV, la cui corrispondente si stacca da ν verso Φ. La linea neutra ha per buona parte del suo percorso un andamento analogo a quello della linea magnetica discendente, essa attraversa *sempre* il secondo quadrante, tenendosi, a seconda dei casi, più o meno lontana dall'origine.

La linea neutra principale divide il ciclo magnetico in due parti: i punti a sinistra, nei processi magnetici ascendenti, rappresentano stati che subiscono per l'urto delle variazioni negative della magnetizzazione, quelli a destra stati che subiscono variazioni positive.

1) Il fatto che il punto di variazione massima corrisponde, nel ciclo simmetrico (§ 18), al punto di magnetizzazione nulla potrebbe suggerire qualche interpretazione teorica; ma non è inopportuno notare che questa coincidenza non si verifica più per i cicli asimmetrici sebbene molti di essi contengano punti di magnetizzazione nulla e punti di variabilità massima, aventi tutti, come mostra la fig. 12, ascisse differenti tra loro.

È chiaro che oltre a questa prima linea neutra principale ve ne sarà una seconda perfettamente simmetrica con essa. Come la prima è il luogo dei punti neutri delle linee ascendenti verso V e staccantisi dalla discendente V R V', così la seconda sarà il luogo dei punti neutri che si trovano sulle linee discendenti verso V' e staccantisi dall'ascendente V' R' V. Questa è la *seconda linea neutra principale;* essa passa, per le ragioni dette prima, per i medesimi punti N N' (fig. 13). L' area compresa tra le due linee neutre principali così definite è una frazione più o meno grande, a seconda dei casi, dell' area racchiusa dal ciclo (area di isteresi).

17. *Altre linee neutre.* — Ma i processi ora descritti non sono i soli che si possano considerare a partir sempre dal

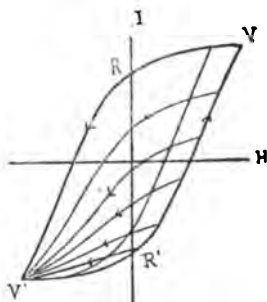
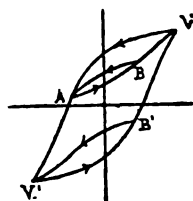



Fig. 13. Fig. 14.

medesimo vertice V. Risalendo da A verso V, (fig. 14), giunti ad un certo punto B, possiamo retrocedere di nuovo verso A.

Se B è a sinistra della linea neutra principale la variazione in B è negativa come quella in A e quindi nel passare da B in A si avrà una corrispondente linea nel diagramma delle variazioni che non attraversa l' asse delle ascisse; cioè sulla discendente B A non si avrà alcun punto neutro.

Se invece B è a destra della prima linea neutra principale le variazioni in B ed in A hanno segno opposto, e sulla B A vi è necessariamente un punto neutro. Questo però non si trova sulla linea neutra principale. L' esperienza lo dimo-

stra; ma è facile arguirlo con una semplice considerazione. Supposto che il punto neutro della B A e di tutte le analoghe sia sulla prima linea neutra principale, lo sarebbe anche il punto neutro della B' V' che è un caso particolare della B A (punto A coincidente con V'): sappiamo invece che la B' V' ha il suo punto neutro sulla II linea neutra principale. Per ragione di continuità si può dunque concludere (e l'esperienza lo conferma), che il punto neutro della B A ed analoghe *deve esser compreso tra le due linee neutre principali.*

Ora, tenendo fisso A (fig. 15), facciamo variare il punto B. Avremo su ciascuna delle discendenti B_1 A, B_2 A .... un punto

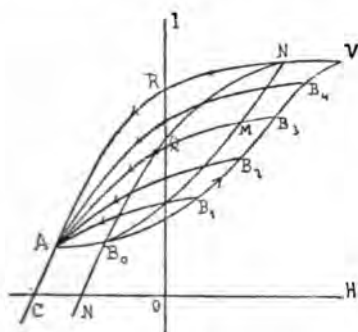



Fig. 15.

neutro a destra della linea neutra N N; luogo di tutti questi punti neutri sarà una *nuova linea neutra* B_0 M N la quale segue press'a poco l'andamento della linea magnetica A B_0 V, come la I linea neutra principale seguiva l'andamento della V R C V'. La nuova linea neutra passa per B_0 (punto d'incontro della linea principale colla linea magnetica A B_0 V) perchè B_0 è evidentemente il punto neutro della B_0 A; passa per N poichè la V R A appartiene alla famiglia delle discendenti B A. Abbiamo dunque anche nel ciclo chiuso dissimmetrico VRABV, come nel simmetrico V R V' R' V, due linee neutre che si intersecano in due punti dei quali l'uno è posto sulla linea discendente, l'altro sulla ascendente, che, insieme alla prima, forma il ciclo magnetico chiuso.

Spostiamo ora il punto A con continuità lungo la V R V (fig. 16); anche il punto B_0 si sposterà con continuità lungo la N B_0 N', e, per ogni sua posizione, avremo una nuova linea neutra definita come la precedente. Tutte queste linee neutre convergono nel medesimo punto N. Se B_0 si sposta da N sino ad N', la linea neutra viene ad occupare tutte le posizioni possibili sino a confondersi colla II principale. Questa famiglia di linee neutre convergenti in N copre evidentemente tutta l'area compresa tra le due linee neutre principali. Onde:

Ogni punto del piano compreso tra le due linee neutre principali può rappresentare uno stato magnetico di stabilità perfetta.

Ad uno di questi stati si giunge partendo da V e seguendo un processo contenente due punti di regresso (A e B) convenientemente scelti.

I punti interni al ciclo ma esterni alla detta area non possono mai rappresentare uno stato magnetico di stabilità perfetta.

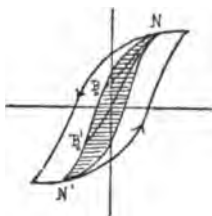
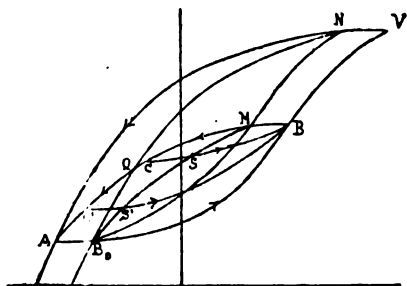



Fig. 16. Fig. 17.

È chiaro che, come vi è la famiglia delle linee neutre convergenti in N, ve ne sarà una seconda perfettamente analoga, di linee neutre convergenti in N'.

18. Consideriamo ancora un altro processo magnetico contenente non più due punti di regresso ma tre: A, B, C (figura 17), essendo C un punto qualunque della linea B A. Se C è a sinistra della neutra B_0 M N, mentre B è a destra, sulla linea

intorno C B vi deve essere un punto neutro. Con ragionamenti analoghi a quelli sopra riferiti appare che questo punto neutro deve essere compreso tra la neutra B_0 M N e la neutra principale B_0 Q N (in S). Variando C si avrà una famiglia di linee ascendenti (C B, C′ B ....), ciascuna delle quali conterrà un punto neutro (S, S′ ....); il luogo di questi punti neutri sarà una nuova linea neutra passante pei punti B_0 ed M nei quali la B_0 M N sega le due linee $\overrightarrow{AB}$ $\overleftarrow{BA}$ (B_0 S′ S M). Così che anche alla linea magnetica B A corrisponde una linea neutra ed anche nel ciclo chiuso A B_0 B Q A vi sono due linee neutre che si incontrano nei due punti B_0, M posti l'uno sull'ascendente e l'altro sulla discendente.

Si giunge così alle conclusioni generali seguenti:

a) Ad una linea magnetica data qualunque corrisponde una linea neutra, che si stacca da un punto di essa e ne segue approssimativamente l'andamento e che è il luogo dei punti neutri esistenti sulle infinite linee magnetiche retrocedenti dai punti della linea data.

b) In un ciclo magnetico chiuso qualunque esistono due linee neutre racchiudenti una certa area ed incontrantisi in due punti, dei quali l'uno è sulla linea discendente l'altro sull'ascendente che, colla prima, chiude il ciclo.

c). Effetti della diversa intensità dell'urto.

19. Fin qui si sono considerati urti tutti della medesima intensità. Aumentando l'altezza di caduta del peso, le variazioni del magnetismo aumentano, ma i diagrammi delle variazioni stesse non mutano carattere. Non mi sono occupato di seguire le variazioni in funzione dell'intensità dell'urto; ma mi sono limitato a considerare quest'ultimo in relazione ai punti ed alle linee neutre principali.

Cominciando dal diagramma simmetrico delle variazioni, si osserva che al crescere dell'intensità dell'urto, il punto neutro ν (V. fig. 9) si sposta leggermente verso sinistra, cioè lo stato di stabilità perfetta si raggiunge per un valore un po' minore della forza magnetizzante. Il ciclo delle variazioni si conserva però sempre simmetrico e quindi il punto neutro

ν' si sposta verso destra. La nuova linea neutra passa per i punti $N_1 N'_1$ (fig. 18) (corrispondenti alle nuove posizioni dei punti ν e ν') come l'antica (quella relativa ai colpi minori) passa per i punti N N'. Le due linee neutre, date le posizioni relative di questi quattro punti, si devono intersecare in un punto interno al ciclo magnetico, e rappresentante uno stato che non risente alcun effetto nè dai colpi minori nè dai maggiori. Esso si trova però molto in alto cioè prossimo ad N; perciò *al crescer dell' urto, la linea neutra principale, per la maggior parte del suo percorso, si sposta verso destra.*

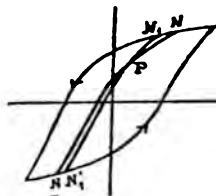



Fig. 18.

20. Questo spostamento è piccolo, tuttavia ne derivano delle conseguenze degne di nota.

α) Un punto collocato tra le due linee neutre, relative al colpo debole ed al forte, rappresenta uno stato magnetico che risente una variazione positiva dal colpo debole, perchè si trova a destra della prima linea, negativa dal forte perchè si trova a sinistra della seconda.

β) Un punto della prima linea neutra non risente alcun effetto dal colpo debole, e risente una variazione negativa dal forte (perchè è a sinistra della nuova linea neutra).

γ) Un punto della seconda linea neutra rappresenta uno stato magnetico che *non risente alcun effetto dal colpo forte mentre subisce una variazione positiva dal debole* (perchè è a destra dell' antica linea neutra).

Quest' ultima conseguenza, che ci dimostra l' esistenza di stati magnetici sensibili a colpi deboli e non a forti ha un'apparenza paradossale.

L' ho voluta verificare anche direttamente sebbene nessuna specie di dubbio potesse essere mosso sulle esperienze dalle quali essa è dedotta. Per verificarla portavo la magnetizzazione ad un punto della nuova linea neutra e constatavo anzitutto che il colpo forte non produceva effetto; dopo il colpo forte, riportata la magnetizzazione nel medesimo punto, pro-

...o un colpo più debole ed osservavo una variazione positiva ...ai sensibile. Così andavo ripetendo l'esperienza con colpi ...n mano decrescenti (distruggendo sempre, s'intende, tra ...a esperienza e l'altra l'effetto dei colpi precedenti). Ri-... in questo modo che, decrescendo man mano il colpo, la ...razione, nulla pel colpo più forte, va acquistando valori ...n mano crescenti sino a raggiungere un massimo in cor-...ondenza di colpi assai piccoli per poi decrescere sino a ..., com'è naturale, per urti ancor più deboli. Questo anda-...ento fu anch'esso verificato per tutti i corpi esaminati.

Uno stato magnetico, insensibile ad urti corrispondenti ad ...a distanza di caduta del martello di circa 50 cm., mostrava ...a massima sensibilità ad urti inferiori ai 20 cm.

21. I risultati che precedono permettono di rispondere ad ...a domanda che si presenta naturalmente. In un punto neu-... un colpo non ha alcun effetto sopra il valore della ma-...netizzazione; non produrrà tuttavia qualche altro effetto *la-...te* tale che dopo l'urto il corpo sia modificato in qualche ... proprietà magnetica?

La risposta è affermativa. Abbiamo detto che uno stato ...eutro rispetto al colpo forte, risente una variazione per il ...o debole. Ora se proviamo il colpo debole *dopo avere ap-...ato il forte* (che sarebbe senza effetto sensibile) osserviamo ...e anche il colpo debole non ha più alcun effetto. Il colpo ...te ha dunque prodotto un effetto latente, quello di rendere ... magnetizzazione insensibile anche ai colpi deboli.

Ne segue anche un mezzo per rendere uno stato magne-...co insensibile a tutti gli urti inferiori ad un certo limite; ...sta portare la magnetizzazione ad un punto neutro rela-...o all'urto massimo, ed applicare, anche una sola volta, ...esto urto.

d). Magnetismo permanente.

22. Prima di applicare quanto precede al caso del magne-...smo permanente è necessaria un'osservazione. Sia R'B (fig. 19) ... magnetismo permanente di un corpo; un urto fa, ad esempio,

diminuire la magnetizzazione, ma il punto rappresentativo n scende lungo la curva R C, in M, ad esempio, come talvolta fu erroneamente asserito; ciò equivale ad ammettere che la forza smagnetizzante cresca al diminuire della magnetizzazione mentre accade l'opposto; il punto scende invece lungo la R'O in N giacchè la forza smagnetizzante si ammette appunto proporzionale all' intensità della magnetizzazione.

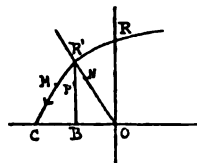



Fig. 19.

Nelle mie esperienze invece, mentre si applica l' urto se ne osserva l' effetto, la forza magnetizzante è mantenu costante al suo valore negativo O B, il punto perciò non scen nè lungo R'M nè lungo R'N; ma lungo la R'B, in P. Ora variazione R'P non può essere uguale a quella da R' in cioè a quella che realmente avverrebbe in un magnete pe manente ; ciò appare evidente quando il fattore smagnetizzant come nel caso di una lamina infinitamente sottile si avvicin al suo valor massimo 4 π e la magnetizzazione è piccolissim la variazione del magnetismo permanente per l' urto sarebt pure insensibile; invece la variazione ottenuta nelle mie esp rienze è assai prossima al suo valor massimo, talchè la m gnetizzazione da un valor nullo passa ad un sensibile valor negativo. Ma nei casi pratici si sta notevolmente lontani d punto C e si trattano materiali che non hanno grande insta bilità ; si può dunque ammettere che le variazioni osservat col mio metodo siano molto prossime a quelle che effettiva mente si verificherebbero in un magnete permanente corri spondente alla inclinazione della O R'. Me ne sono convint anche con qualche esperienza diretta.

23. Nel diagramma della fig. 19, l' ordinata O R rappre senta l' intensità del magnetismo permanente nel caso ch non esista alcuna reazione smagnetizzante, in quello, a esempio, di sbarre infinitamente lunghe o di un circuito ma gnetico perfetto.

1) V. Janet. Leçons d' électrotechnique, 1900.

In caso diverso il magnetismo permanente si potrà ritenuto dall' ordinata del punto di intersezione delle linee magnetiche con una retta inclinata sull' asse delle ordinate di angolo la cui tangente misura il fattore *smagnetizzante*. modo che al problema del magnetismo permanente, consi- in generale, interessano tutte le linee magnetiche con- nel 2° quadrante del diagramma magnetico (I positive, negative).

Nel diagramma delle variazioni, sopra ciascuna delle linee -denti da punti a sinistra di K esiste un punto corrispondente a quello di ordinata nulla nel diagramma magnetico; questi punti stanno sopra una certa linea K K' (fig. 20) che attraversa il sistema delle ascendenti e che corrisponde all' asse delle ascisse dei diagrammi magnetici. Al secondo quadrante di questo corrisponde dunque l' area contenuta tra la linea K K', l'asse delle ordinate e il tratto ρ K del diagramma simmetrico; è l' area tratteggiata nella fig. 20.

Fig. 20.

21. La magnetizzazione permanente si ottiene di solito -ando il pezzo in un campo magnetico ed estraendolo, op- diminuendo il campo applicato fino ad annullarlo, cioè -endo da V fino ad un punto del tratto R C della linea ma- discendente (fig. 19). Adottando questo sistema, interessa la misura della stabilità il tratto ρ K del diagramma delle -zioni. La variazione lungo questo tratto è sempre nega- cioè il magnetismo residuo *ottenuto col detto processo* -nuisce sempre di intensità per l' urto, e la diminuzione -nta al crescere dell' imperfezione del circuito magnetico; -empio al diminuire del rapporto tra lunghezza e diame- se si tratta di cilindri o, meglio, di ellissoidi di rotazione, -re all' aumentare dell' intraferro se si tratta di sistemi -gnetici quasi chiusi in se stessi.

Siccome poi l' intensità della magnetizzazione lungo il -tto R C diminuisce, l' instabilità relativa, cioè il rapporto

tra la variazione e l'intensità aumenterà ancor più rapi mente dell'assoluta, con una legge che potrà variare da caso all'altro. Di ciò si deve evidentemente tener conto ne scelta del materiale destinato alla costruzione dei magneti p manenti. Se ne riparlerà nella Parte III della memoria (ve § 40).

25. Ma la magnetizzazione permanente si può ottene con altri processi. Si può, ad esempio, prima di annullare campo applicato, dargli un valore opposto al primo, cioè sce dere fino ad un punto A (fig. 21) per retrocedere poi fino S. Se S si trova a sinistra della linea neutra principale N magnetizzazione subisce ancora una diminuzione, se invece si trova a destra (come S') essa subisce un aumento [1]). Se infine si trova sulla linea, si ha un magnete insensibile all'urto.

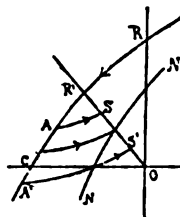



Fig. 21.

Il fatto che (V. § 16) la linea neutra attraversa sempre il secondo quadrante dimostra che *è sempre possibile, con qualunque materiale e con qualunque forma del pezzo, ottenere un magnetismo permanente di stabilità perfetta*. Basta, prima annullare il campo, applicarne uno opposto tale che la line di ritorno passi pel punto d'incontro della linea neutra coll retta O R' relativa al pezzo o colla O R se il circuito ma gnetico è perfetto [2]).

1) Con ciò si può spiegare assai chiaramente il fatto ben noto che una calamit permanente aumenta di intensità quando rimane lungamente chiuso coll'àncora il su circuito magnetico. Infatti, finchè il circuito è aperto, agisce una forza smagnetizzant considerevole; quando si applica l'àncora, questa si annulla o diminuisce fortemente; s viene dunque, durante l'applicazione dell'àncora a far subire alla calamita, e special mente alle sue parti estreme, un processo magnetico ascendente, che, considerata l grande diminuzione della forza smagnetizzante, deve certamente estendersi al di là, cio a destra, della linea neutra. La calamita si trova dunque in quello stato in cui le vibrazioni fanno crescere la magnetizzazione; mentre, a circuito aperto, dopo avere subit cioè un processo magnetico discendente, si trova in condizioni opposte.

2) La Sign. Curie, nel suo lavoro sul magnetismo permanente degli acciai (Bull. de la Soc. d'enc. de l'industrie, serie 5. vol. 3., 1898), aveva già notato che l'applicazione di una piccola forza magnetizzante contraria accresce la stabilità.

Il magnetismo residuo così ottenuto è minore di quello che si otterrebbe nel primo modo (punto R'); non si può cioè ottenere la stabilità perfetta che a costo di sagrificare una parte dell'intensità; questo sagrificio, mentre è assai grande nel ferro è piccolissimo nell'acciaio specie se temperato, come vedremo trattando dei risultati particolari.

e). Variabilità susseguente.

36. Finora abbiamo studiato solamente l'effetto del primo colpo, che si può considerare come misura della *variabilità iniziale.*

Il secondo colpo produce un effetto sempre minore del primo, ma il rapporto tra la seconda variazione e la prima $\left(\frac{i_2}{i_1}\right)$ è ben lungi dall'essere uguale in tutti i casi, esso anzi è variabilissimo, non tanto al variare del materiale, quanto al variare dello stato magnetico sperimentato, di modo che l'effetto dei colpi successivi risulta più o meno rapidamente decrescente a seconda dello stato magnetico e del processo seguito per ottenerlo.

Ma invece di considerare i soli due primi colpi, è bene prendere in esame la somma degli effetti di un numero infinito di colpi successivi al primo; questa somma ci darà la misura della *variazione susseguente.*

Per far questo è necessario determinare la legge del decremento degli effetti. Il Berson [1]), nel caso particolare del magnetismo permanente, stabilì la seguente legge:

$$m = a + \frac{b}{K + n}$$

nella quale m esprime l'intensità della magnetizzazione dopo l'urto di data intensità, $a\ b\ c$ sono costanti. Io ho verificato che a tutti i casi esaminati, (e sono numerosissimi) si adatta meglio la espressione analoga

$$m = a + \frac{b}{K + n^c}$$

[1]) Berson. C. R. 1888.

dove ϵ è un numero un po' minore dell'unità; col valo
$\epsilon = 0,9$ si ha sempre un'ottima approssimazione. Si vede cl
[come anche nella (1)] per $n = 0$ si ottiene

$$m_0 = a + \frac{b}{K}$$

che è il valore della magnetizzazione prima di cominciare l
serie dei colpi; per $n = \infty$

$$m_\infty = a.$$

Il rapporto $\frac{b}{K} = m_0 - m_\infty$ esprime dunque la *variazion*
totale che può subire il magnetismo per effetto dei colpi d
quella determinata intensità.

Se consideriamo i primi due colpi avremo dalla (2)

$$\begin{aligned} m_0 &= a + \frac{b}{K} \\ m_1 &= a + \frac{b}{K+1} \qquad (3) \\ m_2 &= a + \frac{b}{K+2} \end{aligned}$$

la variazione prodotta dal primo colpo è

$$m_0 - m_1 = \Delta_1 = b\,\frac{1}{K(K+1)} \qquad (4)$$

dalla quale si deduce

$$\frac{b}{K} = (K+1)\,\Delta_1 \qquad (5)$$

come espressione della *variazione totale* in funzione della *iniziale*. La *variazione susseguente,* cioè quella che segue la iniziale è $\frac{b}{K} - \Delta_1$, cioè, per la (5),

$$\Delta_2 = K\,\Delta_1\,. \qquad (6)$$

Il coefficiente K delle (1) e (2), pel quale va moltiplicata la variazione iniziale per ottenere la susseguente, si può chia-

mare *coefficiente della variabilità susseguente;* è di questo che vogliamo esaminare la relazione coi diversi stati magnetici. Per determinarlo basta la conoscenza delle due prime variazioni Δ_1, Δ_2: infatti le (3) danno per la seconda variazione

$$\Delta_2 = m_1 - m_2 = b \frac{2\varepsilon - 1}{(K+1)(K+2\varepsilon)}$$

e prendendo il rapporto tra questa e la (4) si ottiene

$$\frac{\Delta_1}{\Delta_2} = \frac{K + 2\varepsilon}{(2\varepsilon - 1) K} = \alpha$$

dalla quale si deduce

$$K = \frac{2\varepsilon}{(2\varepsilon - 1)\alpha - 1}$$

e per $\varepsilon = 0,9$

$$K = \frac{1,87}{0,87\,\alpha - 1}.$$

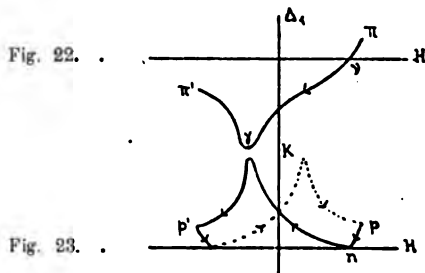
La conoscenza della variazione iniziale e del rapporto α fra le variazioni prodotte dai due primi urti è dunque sufficiente allo studio completo del problema.

27. *Il coefficiente della variabilità susseguente* ha valori che differiscono assai poco da un materiale all'altro, per il ferro dolce e per l'acciaio temperato prende press'a poco i medesimi valori; ma, per un dato corpo, anch'esso, come la variazione iniziale, è essenzialmente funzione dello stato magnetico. Dimodochè la variazione susseguente è il prodotto di due quantità K e Δ_1, entrambe dipendenti dal processo magnetico seguito. Ora, da tutte le esperienze eseguite risulta, come sopra abbiamo veduto per Δ_1, così anche per K un andamento perfettamente analogo per tutti i corpi e per tutti i casi esaminati.

Incomincio anche qui a considerare un ciclo magnetico simmetrico pel quale il diagramma della variazione *iniziale* è quello della fig. 22. In corrispondenza di questo possiamo tracciare il diagramma che ha per ascisse le stesse forze magne-

tizzanti e per ordinate i valori del coefficiente di variabilità susseguente (fig. 23). Il valore di K è sempre positivo; dal

Fig. 22.

Fig. 23.

punto iniziale p corrispondente a π esso va rapidamente decrescendo, si annulla in n precisamente in corrispondenza del punto neutro ν, e riprende poi ad aumentare raggiungendo un valore massimo in C che corrisponde esattamente al valor massimo (in γ) del diagramma delle variazioni; dal massimo va poi scendendo fino a riprendere in p' (corrispondente a π') il valore iniziale.e Dal punto n verso p' il valore di K va dapprima aumentando assai lentamente poi man mano più rapidamente, in modo che il massimo risulta assai più accentuato che nel corrispondente diagramma della fig. 22.

Questo andamento ci dimostra che il coefficiente K è maggiore dove Δ_1 è maggiore e tende a zero dove Δ_1 tende a zero; nella variazione susseguente K Δ_1 i due fattori hanno dunque un andamento analogo, tendono a zero ed al massimo simultaneamente. 'La variazione susseguente sarebbe perciò rappresentabile da una linea analoga a quella della fig. 22, ma con variazioni assai più esagerate. Lo stesso dicasi della variazione totale (K + 1) Δ_1.

Il coefficiente K raggiunge, verso il massimo, valori prossimi a 4; la variazione susseguente, in prossimità del massimo, è cioè quadrupla (la totale quintupla) della iniziale, mentre procedendo da p ad n essa va diminuendo fino a 0; dimodochè nella vicinanza dei punti neutri non solo la variazione iniziale è piccola, ma inoltre la variazione susseguente è una piccola frazione della iniziale stessa; tanto più piccola quanto

più è vicino il punto neutro. In vicinanza del punto neutro si tende così per doppia ragione alla stabilità perfetta.

La determinazione di K qui non si può fare esattamente poichè il rapporto α nella (7) tende alla forma $\frac{0}{0}$; tuttavia l'andamento del fenomeno non lascia alcun dubbio.

Immaginiamo ora di seguire il processo magnetico ascendente che chiude il ciclo magnetico simmetrico; nel diagramma della fig. 23 si retrocede per la linea punteggiata simmetrica alla precedente rispetto all' asse delle ordinate.

Per maggior chiarezza conviene modificare il diagramma della fig. 23 facendone ruotare una parte intorno all' asse delle ascisse; nell' usare il diagramma così trasformato pel calcolo della variazione susseguente, si dovranno prendere in considerazione solamente i valori assoluti delle ordinate, perchè Δ_2 ha sempre lo stesso segno di Δ_1; oppure i soli valori assoluti di Δ_1 giacchè K e Δ_1 cambiano segno simultaneamente. Il diagramma trasformato è quello nella fig. 24.

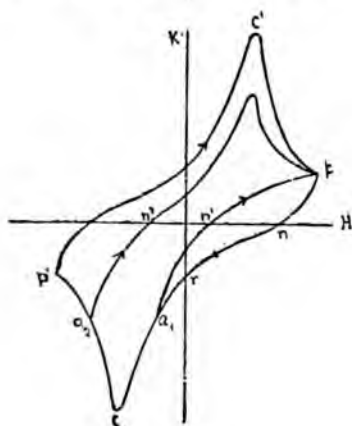



Fig. 24.

28. Passando ora ad esaminare i processi magnetici non simmetrici e precisamente quelli ascendenti che si staccano dal tratto discendente del simmetrico, (quello considerato nel § 15), troviamo che nei punti iniziali il valore del coefficiente K coincide, come dev' essere, con quello del corrispondente punto della $p\,r\,p'$, va poi rapidamente diminuendo fino ad an-

nullarsi per lo stesso valore della forza magnetizzante pel quale si annulla la variazione iniziale Δ_1, riprende poi ad aumentare e raggiunge o no un massimo secondo che esiste o no il massimo nella corrispondente linea della variazione iniziale (V. fig. 24); il massimo, se esiste, corrisponde al medesimo valore della forza magnetizzante; tende infine a riprendere il valore iniziale al chiudersi del ciclo. Le linee che rappresentano tale andamento si disegnano meglio nella fig. 24 che nella 23, ed hanno una forma che varia a seconda del punto iniziale *a*.

Gli stati magnetici di variazione susseguente nulla, corrispondenti ai punti n_1 n_2....., coincidono tutti con quelli di variazione iniziale nulla; perciò anche le linee neutre considerate al § 16 rimangono inalterate: anzi queste considerarazioni dimostrano che esse sono, per così dire, doppiamente neutre rispetto la variabilità susseguente, poichè in ogni loro punto si annullano contemporaneamente i due fattori K e Δ_1 della variazione susseguente.

29. La *variabilità totale* è la somma $(K + 1)\,\Delta_1$ della iniziale e della susseguente. Dopo quanto precede, risulta chiaro che, se tracciassimo in luogo del diagramma delle variazioni iniziali quello delle totali, otterremmo un nuovo diagramma della stessa natura dell' antico ma di forma, per così dire, esagerata nelle curvature e nei massimi; onde tutto quanto abbiamo esposto relativamente alla variabilità iniziale potrebbe sostanzialmente applicarsi, come ho accennato sin dal principio (§ 9) alla variazione totale.

f). Confronto coi risultati di altri Autori.

30. La maggior parte degli autori che si occuparono di studiare l' effetto delle vibrazioni usarono il metodo magnetometrico eseguendo le misure sopra corpi cilindrici generalmente di non grande lunghezza relativamente al diametro.

Il metodo magnetometrico non si può rigorosamente applicare per ricerche di questa natura, poichè il momento magnetico che con esso si ottiene risulta dalla magnetizza-

zione delle diverse parti del cilindro tra le quali possono esistere grandissime differenze. Ora, dal nostro studio risulta evidente quanto vari la stabilità (come del resto ogni altra proprietà magnetica) al variare della magnetizzazione; le misure daranno perciò un effetto medio ma non potranno dare il vero andamento del fenomeno, a meno che non si operi con corpi aventi forma di ellissoide di rotazione.

Operare su cilindri corti inoltre equivale ad operare su corpi soggetti a notevoli campi smagnetizzanti e quindi in condizioni assai diverse da quelle di un corpo su cui agisce il solo campo applicato ed assai diverse da un caso all'altro. La variazione grande del fenomeno al variare del campo dimostra la necessità di tener conto di queste condizioni ed insieme spiega chiaramente la grande influenza della forma del pezzo.

Solo operando col metodo balistico ed eseguendo le misure nelle parti centrali di cilindri molto allungati si evitano queste particolari cause perturbatrici.

31. Quanto ai risultati da me ottenuti, è naturale, per l'estensione della ricerca, che essi comprendano come casi particolari molti di quelli ottenuti da altri autori in condizioni speciali. Essi servono inoltre a stabilire entro quali limiti sieno valide alcune leggi dedotte da queste esperienze.

Citerò solo qualche esempio.

a). L'Ewing [1]) nell'ottimo suo libro a pag. 133 si esprime come segue: « *Se si percuote un pezzo di ferro mentre si va aumentando o diminuendo la forza magnetizzante applicata, si trova che ad ogni stadio dell'aumento la percossa aumenta la suscettibilità, ad ogni stadio della diminuzione decresce la magnetizzazione* ». Nè l'uno nè l'altro fatto è vero in generale nè pel ferro nè per altri metalli. Abbiamo veduto che nella linea *discendente* di un ciclo simmetrico, cioè durante la *diminuzione* della forza magnetizzante, vi è un primo tratto nel quale la magnetizzazione cresce per l'urto; questo tratto, specialmente nel ferro dolce e per le piccole intensità di magnetizzazione, è assai esteso; esso

1) Ewing. Magnetic induction etc. 8. ediz. 1900.

può durare anche fino a che la forza magnetizzante si è ridotta a meno della metà (V. parte III e tavole). Abbiamo poi veduto che, nei processi ascendenti di magnetizzazione, cioè durante l' *aumento* della forza magnetizzante si ha tutto un tratto (assai importante nel ferro) posto a sinistra della linea neutra principale (§ 15, fig. 11) lungo il quale la magnetizzazione subisce delle fortissime diminuzioni per effetto dell' urto.

Si potrebbe piuttosto asserire che vi è una *tendenza* alla condizione di cose asserita dall' Ewing, ma che ogni volta che si passa da un processo ascendente ad uno discendente o viceversa, per un certo tratto del nuovo processo continua a manifestarsi un effetto dell' urto avente lo stesso senso che aveva nel processo precedente.

b). Analogamente il Wiedemann nel suo trattato così si esprime: « Per effetto delle scosse le particelle sono rese libere *in tutti i casi* di seguire meglio le forze agenti su di esse ».

c). Il Wiedemann [1]) che studiò pure alcuni effetti dell' urto sul magnetismo permanente trovò che: quando una sbarra si smagnetizza parzialmente o totalmente coll' applicazione di una forza magnetizzante contraria, l'urto tende a far riprendere al magnetismo il valore primitivo. Smagnetizzare totalmente significa seguire un processo ascendente che, staccandosi dal discendente in A (fig. 25) passi per l' origine delle coordinate 0. Questa origine, per quanto è detto al § 16, è sempre collocata a destra della I linea neutra principale, perciò l' urto produce sempre una variazione positiva ossia tende appunto a ridare al magnetismo permanente una parte del valore perduto. Invece per smagnetizzare parzialmente, si scenderà fino ad un certo punto A_1 tale che sopprimendo la forza magnetizzante la linea ascendente tagli (in R_1) l'asse delle ordinate dalla parte positiva. Questo punto di incontro, a seconda della posizione di A, può trovarsi, come R_1, a destra della linea neutra, ed allora è vero che l' urto gli ridà una parte del magnetismo perduto; ma se trovasi invece a sinistra, come R_2 la asserzione del Wiedemann non è più vera.

1) Wiedemann. Pogg. Ann. 1857.

Si vede dunque che queste generalizzazioni del Wiedemann come quelle dell' Ewing, non sono lecite. Io qui non voglio occuparmi della interpretazione dei fenomeni osservati mediante la teoria molecolare od altrimenti, noto solamente che ogni deduzione teorica basata sopra quelle e simili generalizzazioni non può essere che erronea o per lo meno incompleta.

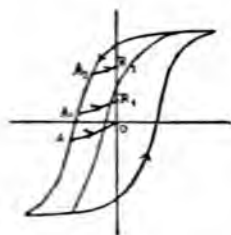



Fig. 25.

d). Il Fromme [1]) ha considerato l' effetto dell' urto sopra il magnetismo permanente ottenuto mediante il graduale annullamento della corrente oppure mediante l' interruzione della medesima. È noto che, se la sbarra è corta, il secondo è notevolmente minore del primo. La differenza è da attribuirsi, secondo il Wiedemann, contrariamente a quanto pensa il Fromme, all' azione di una forza magnetizzante contraria dovuta alle oscillazioni della corrente all' apertura oppure alle correnti di Foucault indotte nel nucleo. Per modo che la magnetizzazione permanente all' apertura sarebbe il risultato di un processo magnetico ascendente, mentre quella ottenuta col lento annullamento sarebbe dovuta ad un processo magnetico discendente. Secondo le mie esperienze la diminuzione del magnetismo permanente nel secondo caso dovrebbe dunque essere notevolmente minore che nel primo (anzi potrebbe convertirsi in *aumento* se il processo ascendente fosse tale da attraversare la linea neutra principale (§ 16). Questa differenza fu appunto osservata dal Fromme, le cui esperienze vengono così in appoggio alla spiegazione citata.

Un' altra osservazione fatta dal Fromme è la differenza tra l'effetto dell' urto sopra un dato valore della magnetizzazione permanente nei due casi che questa sia ottenuta dal semplice annullamento (lento) di una data corrente oppure d' annullamento di una corrente più forte seguito dall' applicazione temporanea di una conveniente corrente contraria. Anche qui si tratta di due processi diversi, l' uno discendente,

1) Fromme. Wied. Ann. 1878. Vol. 5, 373.

l'altro ascendente: donde la differenza. Analoghe differenze non possono verificarsi quando la magnetizzazione sia ottenuta all'apertura poichè, data la spiegazione sopra citata, in questo caso si tratta sempre di un processo ascendente.

Anche diversi altri particolari delle esperienze del Fromme rientrano nei miei risultati.

e). Il Sig. Berson [1]) richiama l'attenzione sul fatto che il colpo può fare in qualche caso da lui studiato cambiare il segno alla magnetizzazione ed osserva come fatto singolare che quando il magnetismo è diventato nullo dopo una serie di colpi l'effetto del colpo successivo non è grande quanto quello che si otterrebbe con un primo colpo dopo aver annullato (magneticamente) la magnetizzazione. Considerate le cose come noi abbiam fatto ciò appare invece del tutto conforme alle leggi generali, in ogni caso interessa unicamente *il senso* della variazione sia che questa avvenga da un valor positivo ad uno positivo più piccolo sia da un positivo ad uno negativo; i punti di ordinata nulla nei diagrammi magnetici non presentano alcuna singolarità, tutto deve dunque procedere con perfetta continuità quando si attraversi questo punto come qualunque altro, purchè sia determinato il modo in cui la forza magnetizzante giunge al valore stabilito.

f). La Sign. Curie [2]) in un suo studio sugli acciai aveva notato, come ho già osservato al § 26, che l'applicazione di una debole forza magnetizzante contraria a quella che produce la magnetizzazione fa crescere sensibilmente la stabilità del magnetismo residuo; non aveva notato che si può ottenere la stabilità perfetta nè che è possibile ottenere una magnetizzazione permanente la quale aumenti per effetto dell' urto.

g). Infine alcune irregolarità osservate dai detti sperimentatori, cioè aumenti alternati con diminuzioni, possono facilmente spiegarsi col modo di regolare la corrente per tenerla costante durante le esperienze. La costanza richiede necessariamente una forza elettromotrice invariabile giacchè un regolatore (reostato) non può che produrre oscillazioni in un senso o nel-

1) C. R. 1888. Vol. 106, p. 592-95.
2) L. c.

l'altro, ed abbiamo visto quale enorme differenza si può avere nell'effetto dell'urto anche per piccole variazioni della corrente a seconda che queste sieno diminuzioni o aumenti. Simili irregolarità non si sono *mai* verificate nelle mie esperienze.

PARTE III.

Risultati numerici [1]).

32. *Materiale adoperato.* — Passiamo ora a considerare i valori numerici delle variazioni delle quali nella parte seconda abbiamo studiato l'andamento generale. Questo era il medesimo per tutti i corpi e per tutti i limiti di magnetizzazione sperimentati, quelli variano invece grandemente da corpo a corpo e, per ciascun corpo, da ciclo a ciclo; non si possono dunque prendere in esame che riferendosi ai singoli casi speciali.

I corpi esaminati in questa serie di esperienze furono 4.

a). *Ferro di Svezia.* — (Fig. da 1 a 5 della tavola I). Questo campione era stato sottoposto a ricottura parecchi anni prima, ed ho creduto opportuno non ricuocerlo ora, giacchè la serie di molte centinaia di colpi alla quale doveva essere sottoposto durante le esperienze avrebbe certamente prodotto un graduale incrudimento, rendendo così incomparabili tra di loro le esperienze stesse. La perfetta concordanza che queste presentavano anche se ripetute a lunghi intervalli di tempo dopo che il pezzo era stato continuamente sollecitato, dimostra che nessuna sensibile variazione permanente interveniva mai nella struttura del ferro.

Il pezzo era cilindrico. Lunghezza cm. 99,15, diametro cm. 0,646.

1) Come è detto al § 12 non è possibile di riportare per esteso tutti i numeri ottenuti. Le esperienze sono in parte riassunte nelle figure delle tavole. Le figure il cui numero d'ordine porta l'indice *a* rappresentano le linee magnetiche; quelle coll'indice *b* le linee delle variazioni riferite all'ascissa H; quelle coll'indice *c* le stesse riferite all'ascissa B.

β). *Acciaio Glisenti* (Brescia) *non temperato*, fu ricotto dopo la lavorazione. Lunghezza cm. 69,35, diametro cm. 0,612.

γ). *Acciaio Allevard* (francese) fig. da 6 a 10 della tavola II) *non temperato;* fu usato come fu spedito dalla fabbrica. Lunghezza cm. 61,30. Diametro cm. 0,598 [1]).

δ). *Acciaio Allevard temperato;* (fig. da 11 a 15 della tavola III). Lunghezza cm. 61,30, diametro cm. 0,622.

Anche per questi acciai fu ripetutamente verificata la invariabilità durante tutta la serie di esperienze.

I risultati relativi all' acciaio Glisenti e all'Allevard non temperati differiscono pochissimo; perciò, salvo per qualche considerazione speciale (V. § 40) non prenderò in considerazione che l'Allevard sul quale ho eseguito una serie più estesa di misure.

Per ciascuno dei tre corpi, che indicherò semplicemente colle denominazioni: *ferro*, *acciaio*, *acciaio temperato*, ho eseguito le esperienze con 5 limiti diversi di magnetizzazione da valori assai deboli fin verso la saturazione.

Ciascuno dei cicli simmetrici fu esaminato in modo completo dal punto di vista della stabilità; inoltre entro quasi tutti i cicli stessi si tracciarono alcune delle linee ascendenti asimmetriche ed in parecchi casi, onde ben stabilire l' andamento del fenomeno, se ne tracciò un gran numero.

I valori della forza magnetizzante e dell' induzione (H e $B = 4\pi I$), estremi di ciascun ciclo, ossia quelli che corrispondono al vertice del ciclo stesso, saranno sempre distinti dall' indice *m* (H_m, B_m).

Anche i dati dei §§ seguenti si riferiscono esclusivamente alle *variazioni iniziali*.

Le tavole contengono i diagrammi magnetici e quelli delle variazioni in piccola scala, riprodotti da quelli in iscala molto maggiore, i quali hanno servito a calcolare molti dei valori che discuterò nei paragrafi seguenti.

1) La Signora Curie nel suo citato lavoro riporta le seguenti 3 analisi dell'acciaio Allevard

Tungsteno	5,52	4,92	5,84
Carbonio	0,591	0,617	0,590
Silicio	0,018	0,027	0,090
Manganese	0,320	0,270	0,580

L'urto nelle esperienze cui si riferiscono i risultati che seguono era prodotto pel ferro dalla caduta del peso (V. § 8) da una distanza di cm. 34,7, per l'acciaio da 49,8.

a). Processi ciclici simmetrici.

33. *Variazione della magnetizzazione estrema* (B_m). — Le variazioni al vertice di ogni ciclo sono, come ho detto, sempre positive. I valori assoluti considerati in funzione dell'H estremo (H_m) vanno crescendo rapidamente, raggiungono un valor massimo per piccoli valori di H_m nel ferro dolce (circa 3), per valori maggiori nell'acciaio (25) ed ancor maggiori nell'acciaio temperato (75), indi decrescono rapidamente.

Questa differenza tra i diversi metalli non è da attribuirsi che in parte alla diversa rapidità con cui, al crescere della forza magnetizzante H_m, essi tendono alla saturazione, giacchè, se in luogo di considerare la variazione in funzione di H_m, la consideriamo in funzione del corrispondente B_m (approssimato) troviamo che la differenza non scompare, e precisamente che il valor massimo è raggiunto nel ferro (F) per $B_m = 3500$, nell'acciaio (A) per $B_m = 5000$ e nell'acciaio temperato (AT) per $B_m = 8000$ circa, cioè per gradi di saturazione assai diversi (fig. 26). La variazione relativa $\frac{\Delta B_m}{B_m}$ va invece sempre decrescendo al crescere di H_m o di B_m.

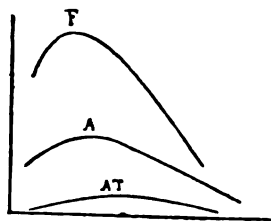



Fig. 26.

Nella seguente tabella sono raccolti i dati su cui sono basate le precedenti considerazioni.

TABELLA I.

Ferro				Acciaio				Acciaio temperato			
H_m	B_m	ΔB_m	$\frac{\Delta B_m}{B_m}$	H_m	B_m	ΔB_m	$\frac{\Delta B_m}{B_m}$	H_m	B_m	ΔB_m	$\frac{\Delta B_m}{B_m}$
1,67	1500	+526	0,350	20	1210	172	0,143	25	1280	20	0,0154
2,92	3970	600	0,150	35	7080	243	0,034	62,5	6200	39	0,0063
5,01	7550	513	0,068	50	11000	180	0,016	75	9100	40	0,0044
16,67	14000	188	0,010	65	12800	118	0,009	100	12300	23,5	0,0019
50,06	16000	87	0,002	125	15700	46	0,003	150	14100	8,5	0,0006

34. *Punto neutro.* — Per ciascun corpo l' ascissa H_0 del punto neutro è funzione anch' essa dell' H_m che definisce il ciclo, come è mostrato dalla Tabella II.

TABELLA II.

Ferro				Acciaio				Acciaio temperato			
H_m	H_0	$H_m - H_0$	$\frac{H_m - H_0}{H_m}$	H_m	H_0	$H_m - H_0$	$\frac{H_m - H_0}{H_m}$	H_m	H_0	$H_m - H_0$	$\frac{H_m - H_0}{H_m}$
1,67	0,59	1,08	0,65	20	15,0	5,0	0,25	25	21,3	3,7	0,16
2,92	1,68	1,24	0,42	35	29,7	5,3	0,16	62,5	57,2	5,3	0,09
5,01	3,56	1,45	0,29	50	43,7	6,3	0,13	75	68,3	6,7	0,09
16,67	14,25	2,42	0,14	65	57,6	7,4	0,11	100	93,3	6,7	0,07
50,06	45,00	5,06	0,10	125	114,7	10,3	0,08	150	138,8	11,2	0,07

Le differenze $H_m - H_0$ indicano che in tutti i corpi la variazione dovuta all' urto tende a zero tanto men rapidamente quanto maggiore è H_m cioè quanto più vicina è la saturazione. Invece i numeri dell' ultima colonna mostrano che, rispetto all' estensione totale del ciclo discendente, la parte lungo la quale la magnetizzazione aumenta per effetto dell' urto, ha importanza grande nel ferro, minore nell' acciaio ed ancor minore nell' acciaio temperato, ma in ogni caso decrescente al crescere di H_m. Nei più piccoli cicli esaminati nel ferro l' aumento si ha per 2 terzi del campo di variazione di H, nell' acciaio per $^1/_4$, nell' acciaio temperato per meno di $^1/_6$;

i cicli maggiori si scende invece a un decimo, ed anche più ... La tempra ha poco effetto sul valore assoluto della differenza $H_m - H_0$, mentre diminuisce sensibilmente il rapporto tra questa ed H_m.

Questi dati, specie relativamente al ferro, confermano quanto è detto al § 27 a proposito di alcune considerazioni dell'Ewing e del Wiedemann.

Se invece del discendente, consideriamo il processo di magnetizzazione ascendente, dovremo ripetere le medesime osservazioni per il punto nel quale la variazione ΔB passa dai valori negativi ai positivi.

35. *Punto di massima instabilità.* — Dopo il punto neutro, come si è detto al § 13, l'instabilità va crescendo al decrescere della forza magnetizzante, fino a raggiungere un massimo per un valore negativo di questa. Questo massimo, assai accentuato per le alte magnetizzazioni, va man mano attenuandosi e scompare per le più deboli. Solo nella prima delle cinque serie di esperienze eseguite sopra ciascuno dei tre metalli manca il massimo; i diagrammi dell'acciaio ne conservano ancora una piccola traccia (V. fig. 10*b* della tavola II). Considerando le linee normali (o di inversione) di ciascun pezzo (fig. 27) appare manifesto che il massimo manca finchè la magnetizzazione B_m rimane nel primo tratto della linea stessa, compreso tra l'origine ed il punto di inflessione A. Il punto A pei diversi corpi ha diverse ascisse, ma per tutti ha ordinate (B) comprese tra 3000 e 4000 unità.

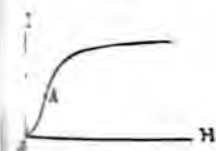



Fig. 27.

Nella tabella III sono raccolti nella 1ª e 2ª colonna i valori H_m e B_m che definiscono il ciclo, nella 3ª la variazione massima $\Delta_m B$, nella 4ª il corrispondente valore della forza magnetizzante (H_1); nella 5ª la forza coercitiva H_c propria al ciclo $H_m B_m$, nella 6ª la differenza tra le due ultime.

TABELLA III.

1 H_m	2 B_m	3 $\Delta_m B$	4 H_1	5 H_c	6 $H_c - H_1$	7 $\frac{H_c - H_1}{H_c}$
			Ferro			
2,92	3980	680	— 1,55	— 1,32	— 0,25	— 0,16
5,01	7530	836	— 1,65	— 1,83	+ 0,18	+ 0,10
16,69	14000	931	— 1,72	— 2,44	+ 0,72	+ 0,29
50,06	15970	980	— 1,80	— 2,49	+ 0,69	+ 0,28
			Acciaio			
35,0	7080	352	— 22,0	— 20,7	— 1,3	— 0,063
50,0	11030	430	— 24,4	— 26,1	+ 1,7	+ 0,065
65,0	12810	455	— 26,5	— 28,0	+ 1,5	+ 0,054
125,0	15720	456	— 28,0	— 29,2	+ 1,2	+ 0,041
			Acciaio temperato			
62,5	6170	72,0	— 39,7	— 34,7	— 5,0	— 0,140
75,0	9100	89,3	— 47,0	— 46,6	— 0,4	+ 0,008
100,0	12250	87,8	— 52,0	— 56,4	+ 4,4	+ 0,078
150,0	14120	88,2	— 50,0	— 61,6	+11,6	+ 0,188

Da questi dati risulta:

I. (Colonna 3ª). — Per ciascun corpo (e specialmente per i due ultimi), il valore assoluto della instabilità massima varia assai poco al crescere dell' ampiezza del ciclo; solo quando questa sia assai piccola si hanno notevoli differenze.

II. (Colonne 4ª, 5ª, 6ª). — La forza magnetizzante corrispondente alla instabilità massima è, (come è accennato al § 13) sempre assai prossima alla forza coercitiva ($B = 0$); ma in tutti i corpi è più grande (in valore assoluto) ($B < 0$) quando il ciclo è piccolo, è più piccola ($B > 0$) quand' esso è grande.

III. I valori assoluti della differenza (colonna 6ª) tra la forza coercitiva e l' ascissa di massima variazione sono minimi

[...] ferro, massimi per l' acciaio temperato; ma in rapporto [...]lore della forza coercitiva (colonna 7ª) essi sono minori [...] acciaio che nel ferro, mentre la tempra pare abbia la [...]denza ad aumentarli; inoltre, mentre nel ferro e nell' ac[...] le differenze sembrano tendere ad un valore costante [...] ingrandirsi del ciclo, nell' acciaio temprato si verifica fino [...] ultimo valore un rapido aumento.

Da quest' ultima osservazione segue che, l' acciaio non [...]prato presenta la massima instabilità in punti assai pros[...] al limite della regione del magnetismo permanente (V. § 23) [...] circa $^1/_{11}$ della f. c.), mentre il temprato la presenta in punti [...] addentro nella zona stessa (a circa $^1/_5$).

È probabile che il massimo, prima di scomparire, mentre [...] attenuandosi, vada man mano spostandosi sempre più a si[...] per cicli compresi tra quelli delle figure (Vedi tavola [...] 10a) relative ai due cicli più piccoli di ciascun corpo, sino [...] confondersi col vertice del ciclo delle variazioni.

b). Processi ciclici asimmetrici.

36. *Linee neutre* (V. § 16). — Prendiamo in esame i ci[...] magnetici, già considerati al § 15, che si ottengono scen[...]endo dal vertice V di uno dei cicli simmetrici e risalendo [...]so V da un punto qualunque di regresso A (V. fig. 11).

I diagrammi magnetici e quelli delle variazioni corrispon[...]enti sono raccolti nelle tavole I, II, III; le freccie di cui sono [...]ate le linee, indicano il verso del processo.

Raccolgo nella Tab. IV per alcuni casi le ascisse (H_r) dei [...]nti di regresso, quelle (H_n) dei punti di stabilità perfetta e la [...] differenza. Prendendo le H_n per ascisse e le differenze $\Delta = H_n - H_r$ per ordinate si può tracciare una curva la quale [...]serve a risolvere il seguente problema:

Trovare il punto di regresso fino al quale si deve con[...]durre la magnetizzazione per poter giungere ad un dato punto [...] ascissa H_n) della linea neutra scelto ad arbitrio.

TABELLA IV.

H_r	H_n	$H_n - H_r$	H_r	H_n	$H_n - H_r$	H_r	H_n	$H_n - H_r$
Ferro								
(H_m = 5,01)			(H_m = 16,69)			(H_m = 50,06)		
+2,29	+3,13	+0,84	+ 4,17	+ 7,50	+3,33	+19,61	+25,20	+5,59
+1,04	+2,33	1,29	0,00	+ 1,86	1,86	0,00	+ 1,79	1,79
0,00	+1,38	1,38	— 4,17	— 2,43	1,74	— 1,21	+ 0,46	1,67
—0,35	+1,03	1,38	— 8,34	— 6,00	2,34	— 2,88	— 1,13	1,75
—0,79	+0,46	1,25	—12,52	—10,00	2,52	— 5,42	— 3,71	1,71
—1,37	—0,06	1,31	—16,69	—14,18	2,51	— 9,80	— 7,98	1,82
—2,16	—0,81	1,35				—18,91	—16,50	2,41
—3,28	—1,93	1,35				—50,06	—43,60	6,46
—5,01	—3,52	1,49						
Acciaio								
(H_m = 50)			(H_m = 65)			(H_m = 125)		
+25,0	+33,2	+ 8,2	+25,0	+36,0	+11,0	+ 25,0	+ 40,8	+15,8
0,0	+ 9,6	9,6	0,0	+10,9	10,9	0,0	+ 12,6	12,6
— 7,5	+ 1,5	10,0	—12,5	— 3,3	9,2	— 15,0	— 4,6	10,4
—15,0	— 6,8	8,2	—20,0	—12,3	7,7	— 25,0	— 18,3	6,7
—21,5	—15,0	6,5	—25,0	—18,6	6,4	— 30,0	— 24,3	5,7
—25,0	—19,0	6,0	—32,5	—27,0	5,5	— 35,0	— 29,9	5,1
—30,0	—24,2	5,8	—40,0	—34,1	5,9	— 45,0	— 40,2	4,8
—35,0	—29,7	5,3	—65,0	—57,2	7,8	—125,0	—113,5	11,5
—50,0	—43,4	6,6						
Acciaio temperato								
(H_m = 75)			(H_m = 100)			(H_m = 150)		
0,0	+ 8,4	+ 8,4	0,0	+ 9,8	+ 9,8	0,0	+ 12,5	+12,6
—15,0	— 7,2	7,8	— 30,0	—22,5	7,5	— 25,0	— 15,1	9,9
—30,0	—23,0	7,0	— 50,0	—44,7	5,3	— 35,0	— 27,5	7,5
—45,0	—39,5	5,5	— 65,0	—59,9	5,1	— 45,0	— 38,7	6,3
—55,0	—49,2	5,8	— 75,0	—68,8	6,2	— 65,0	— 59,9	5,1
—62,5	—55,7	6,8	—100,0	—91,9	8,1	— 75,0	— 69,6	5,4
—75,0	—66,2	6,2				—100,0	— 92,9	7,1
						—150,0	—141,0	9,0

Da questa tabella segue:

I. L'andamento dei valori $H_n - H_r$ è analogo nei diversi corpi, tende cioè a verificarsi un massimo per H_r posi-

..., un minimo per H_r prossimi al valore della forza coer-
...

II. I valori assoluti della differenza stessa nell'acciaio ... assai maggiori che nel ferro, e la tempra non sembra ... variare in modo apprezzabile. Invece il rapporto tra i ... stessi e quelli della forza coercitiva è assai più pic... nell'acciaio che nel ferro, e la tempra lo riduce alla ... Onde la linea neutra, in relazione alla *larghezza* dei ... magnetici (misurata dalla forza coercitiva) si trova as... prossima al ciclo nell'acciaio temprato, più lontana nel ... temprato ed ancor più nel ferro. In altri termini per ... da un punto del processo magnetico scendente dal ... del ciclo ad un punto della linea neutra occorre retro... colla forza magnetizzante *relativamente* poco quando ... di acciaio temprato, più pel non temprato e più an... pel ferro.

Infine l'area racchiusa dalle due linee neutre principali ... ferro è una piccola frazione dell'area totale dei cicli ... %) mentre negli acciai giunge all'80 e al 90 %. Ossia il ... della stabilità perfetta (V. § 47) è assai più ristretto ... ferro che nell'acciaio.

Spostamento della linea neutra (§ 19). — Lo spo... dovuto all'aumentare dell'urto avviene in tutti i ... studiati nel medesimo senso. Passando dalla caduta di ... a quella di 49.3, lo spostamento, misurato in unità di ... magnetica, cioè nella direzione dell'asse delle ascisse, ... è costante per tutti i punti della linea neutra, come ri... evidente dal fatto che la linea primitiva e la spostata ... un punto comune (V. § 19); tuttavia, se si escludono ... parti estreme, esso varia assai poco; nè varia molto nem... coll'avvicinarsi alla saturazione (aumenta ma assai len...). I suoi valori assoluti medi sono i seguenti:

Ferro	da	0,2	a	0,3
Acciaio	da	2,0	a	3,0
Acciaio temprato	da	3,0	a	3,5

Questi valori assoluti sono crescenti nell' ordine in cui sono scritti. Ma lo spostamento della linea neutra relativamente alla larghezza del ciclo o alla distanza tra le due linee neutre principali, contata lungo l' asse delle ascisse, è dal 10 al 15 % nel ferro, dall' 8 al 10 nell' acciaio e scende nell' acciaio temperato fino al 5 e al 6 %.

Gli effetti di tali spostamenti si possono dedurre dai diagrammi delle variazioni quando in corrispondenza di un medesimo processo magnetico ascendente sieno tracciate (come nella fig. 2*b* della tavola I) le due linee delle variazioni dovute a colpi deboli e forti; la prima sia la punteggiata (fig. 28) la seconda

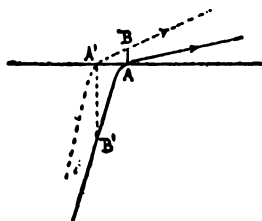



Fig. 28.

sia la continua. Nel punto A, insensibile ai colpi forti, i deboli producono l' effetto positivo AB; in A', insensibile ai deboli, il forte produce l' effetto negativo A' B'. Dall' andamento delle curve delle figure contrassegnate nella tavola dall' indice *b*, si vede subito che il primo effetto è minore del secondo; ma, più che pel ferro, la differenza è notevole per l' acciaio ed assai grande pel temperato nel quale la parte negativa della linea sale molto rapidamente, la positiva molto lentamente come appunto è disegnato nella fig. 28.

Ammettendo dunque che non si superi l' intensità dell'urto cui si riferisce la linea continua, il punto A rappresenta uno stato di variabilità minore che non il punto A'.

Nel modo indicato al § 20, ho determinato direttamente pel ferro in diversi casi il valore di A B variando l' intensità dell' urto; ho ottenuto pel ferro le seguenti variazioni in funzione della distanza di caduta.

TABELLA V.

[illegible] di caduta	$H_m = 1,67$	$H_m = 2,92$	$H_m = 5,01$	$H_m = 16,69$	$H_m = 50,06$
10 cm.	53,2	67,9	83,3	79,8	75,6
20	61,6	82,6	123,9	135,1	112,7
30	42,3	60,7	96,6	121,8	116,2
40	30,1	30,8	84,7	80,5	67,9
49,3	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0

Queste variazioni sono piccole se si confrontano colle massime dei cicli che giungono sopra a 1300 unità; esse presentano un andamento ben definito con un massimo in vicinanza della distanza di caduta di 20 cm. (V. fig. 29) con tendenza

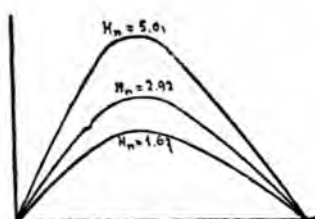



Fig. 29.

a crescere col crescere di H_m, sino a raggiungere un massimo e diminuire poi alquanto verso la saturazione.

Altre esperienze sull'acciaio diedero risultati analoghi, salvo che le variazioni furono trovate assai minori non solo in valore assoluto, ma anche in rapporto alle variazioni massime osservate. Operando come pel ferro si otterrebbero variazioni massime di circa 25 a 35 unità (positive) sull'acciaio, di sole 2 o 3 per l'acciaio temperato.

Se invece considerassimo lo stato insensibile ai colpi deboli, otterremmo nel modo stesso delle variazioni negative coi forti; nel ferro queste hanno presso a poco il medesimo valore assoluto delle precedenti positive perchè le curve ascendenti delle figure 1_b 2_b ecc. (V. tavola I), quando attraversano l'asse delle ascisse, sono pressochè rettilinee. Nell'acciaio in-

vece tali variazioni negative sono maggiori delle positive, invece che a 25 o 35 giungono a 50 e 60, e differenza ancor maggiore si ha nell'acciaio temperato dove da 2 si sale a 8 e 10; ciò conformemente all'osservazione fatta più sopra.

c). Magnetismo permanente.

38. In quanto precede è implicitamente contenuto lo studio completo della stabilità del magnetismo permanente; ma questo importante caso particolare merita un' analisi speciale.

Ammetto dapprima che si segua il processo ordinario per magnetizzare permanentemente il pezzo. Si porta la forza magnetizzante, mediante la corrente, ad un valore massimo che poi si annulla interrompendo il circuito o, meglio, diminuendo gradatamente fino a zero la corrente magnetizzante. Il valore del magnetismo residuo che si ottiene dipende essenzialmente, per un dato materiale ed una data forza magnetizzante applicata, dalla forma del pezzo e, supposta una forma cilindrica, dal rapporto tra la lunghezza ed il diametro del cilindro.

Sui diagrammi *a* delle figure (disegnate in grande scala) tracciando le rette inclinate a seconda del fattore smagnetizzante, si possono dedurre facilmente i valori della magnetizzazione residua nei diversi casi, se sulle figure si leggono le ordinate dei punti di incontro di quelle rette colla linea magnetica. Si suppone così implicitamente di partire sempre dal vertice V. cioè da un medesimo stato magnetico estremo.

È però da notarsi che per ottenere questo medesimo stato in corpi di diversa forma occorre *applicare* forze magnetizzanti tanto maggiori quanto maggiore è l'azione smagnetizzante, tali cioè che, composte con questa, dieno come risultante sempre la medesima ascissa del punto V (fig. 30). Il valore della forza da applicarsi si calcola graficamente conducendo da V la parallela alla retta corrispondente al valore di N proprio al corpo in questiono; il segmento

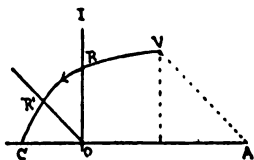



Fig. 30.

compreso tra l' origine O e il punto d' incontro A di questa parallela coll' asse delle ascisse rappresenta la forza da applicarsi (fig. 30).

Quando ad un pezzo si voglia dare la massima magnetizzazione possibile si segue appunto tale procedimento.

Può darsi però che si disponga di una forza magnetizzante massima determinata O B (fig. 31) la quale darebbe luogo al

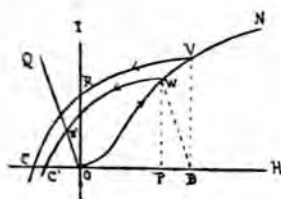



Fig. 31.

ciclo V R C in un circuito magnetico perfetto; in tal caso la forza magnetizzante risultante diminuisce al crescer del fattore smagnetizzante, perciò la linea discendente non fa più parte del ciclo V R' C, ma di un ciclo minore W R' C' la cui ascissa estrema O P è la risultante della forza magnetizzante applicata e della smagnetizzante propria al dato cilindro ; e si determina conducendo da B la parallela alla O Q fino ad incontrare (in W) la curva normale O V N. L' ascissa di W è il valor cercato. Avendo studiato per ogni metallo, la serie dei cicli decrescenti, siamo in grado di dedurre anche in questo caso le proprietà di corpi di diversa forma.

È però da notarsi che quando si spinga la magnetizzazione verso la saturazione, come si tende a fare se si vuol preparare un magnete permanente, i cicli corrispondenti a forze magnetizzanti assai diverse tra di loro, purchè assai grandi, sensibilmente si sovrappongono, e perciò questo secondo caso non differisce dal primo.

39. *Variazione relativa.* — Nella tabella VI sono raccolti i valori della variazione relativa dedotta nel modo descritto dalle figure disegnate su grande scala. Nella 1ª colonna (N) è scritto il fattore smagnetizzante, nella 2ª (λ)

la lunghezza, espressa in diametri, dei cilindri cui corrispondono i valori N del fattore smagnetizzante.

Le colonne H_a danno la forza magnetizzante che si deve applicare a ciascuno di questi cilindri per ottenere la corrispondente magnetizzazione; essa è dedotta nel modo ora detto dai 5 diversi cicli tracciati per ciascuna sostanza; le colonne $\frac{\Delta B}{B}$ danno la variazione relativa della magnetizzazione dedotta anch'essa dai diagrammi *b* (V. tavole).

Le considerazioni esposte al § 22 impediscono di tener conto per il ferro dei numeri relativi a lunghezze inferiori a 50 ($N > 0,016$); già per queste lunghezze si hanno variazioni relative tali che non si può ammettere abbastanza rigorosa la deduzione fatta. Pel caso dell'acciaio e dell'acciaio temperato si può invece spingere il calcolo anche a lunghezze assai minori.

TABELLA VI.

	N	λ	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$
FERRO			$H_m = 1,67$		$H_m = 2,92$		$H_m = 5,01$		$H_m = 16,67$		$H_m = 50,06$	
	0,0000	∞	1,5	0,15	2,4	0,11	3,8	0,076	15,5	0,056	47,7	0,059
	0,0020	150	1,7	0,23	2,9	0,16	5,0	0,111	16,7	0,100	50,1	0,113
	0,0045	100	1,9	0,81	3,5	0,24	6,4	0,205	20,6	0,196	58,5	0,211
	0,0069	80	2,2	0,41	4,5	0,32	7,9	0,307	23,0	0,276	56,2	0,298
	0,0118	60	3,0	0,57	6,1	0,50	10,9	0,500	28,5	0,431	62,7	0,453
	0.0162	50	3,5	0,73	7,5	0,68	13,8	0,633	34,7	0,583	68,7	0,615
	0,0238	40	4,4	1,01	10,0	0,97	18,1	0,930	42.1	0,800	77,9	0,841
	0,0393	30	6,3	1,68	14,8	1,50	27,3	1,500	59,5	1,250	97,7	1,170
	0,0775	20	10,8	2,77	26,9	2,90	50,2	2,807	102,5	2,297	146,7	2,500
ACCIAIO			$H_m = 20$		$H_m = 35$		$H_m = 50$		$H_m = 65$		$H_m = 125$	
	0,0000	∞	19,7	0,099	32,5	0,032	46,2	0,025	60,5	0,024	119,5	
	0,0045	100	20,0	0,109	35,0	0,036	50,0	0,028	65,0	0,027	125,0	0,024
	0,0089	70	21,1	0,121	37,4	0,040	53,9	0,030	69,5	0,031	130,6	0,026
	0,0162	50	22,3	0,143	41,7	0,046	60,6	0,037	77,6	0,037	140,0	0,029
	0,0238	40	23,5	0,163	47,0	0,054	67,2	0,045	85,4	0,047	159,2	0,034
	0,0393	30	26,6	0,209	54,6	0,070	80,8	0,063	101,3	0,060	168,7	0,039
	0,0533	25	27,9	0,269	62.6	0,086	93,0	0,082	116,0	0,078	187,1	0,055
	0,0775	20	31,8	0,351	75,8	0,116	114,4	0,116	141,1	0,112	216,6	0,074
	0,1206	15	36,7	0,478	100,7	0,168	152,2	0,174	186,0	0,174	270,0	0,108
	0,2160	10	53,1	0,798	154,5	0,256	234,7	0,301	281,0	0,303	389,0	0,159
												0,284

TABELLA VI. *(seguito).*

N	λ	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$
		$H_m = 25$		$H_m = 62,5$		$H_m = 75$		$H_m = 100$		$H_m = 150$	
,000	∞	24,8	0,039	60,5	0,0061	71,9	0,00360	95,7	0,00271	144,9	0,00253
,0045	100	25,0	0,042	62,5	0,0066	75,0	0,00393	100,0	0,00298	150,0	0,00270
,0089	70	25,7	0.046	64,8	0,0069	78,3	0,00424	104,3	0,00322	154,9	0,00297
,0162	50	26,5	0,055	68,7	0,0070	83,9	0,00491	111,8	0,00376	163,2	0,00342
,023[illegible]	40	27,2	0,064	72,4	0,0085	89,3	0,00576	119,0	0,00458	171,7	0,00406
[illegible]93	30	28,9	0.080	79,8	0,0100	100,4	0,00769	144,1	0,00656	189,1	0,00578
,0533	25	30.2	0,094	86,9	0,0118	110,7	0,00924	149,7	0,00850	204,8	0,00749
,0775	20	32.8	0.115	98,9	0,0151	128,2	0,01317	171,5	0,01185	232,2	0,01013
,1206	15	37.3	0.167	120,5	0,0202	159,4	0,01973	203,7	0,01787	280,4	0,01680
,2160	10	46,9	0,257	167,6	0,0361	228,5	0,03430	306,7	0,03044	387,3	0,02680

Il numero 68,7 scritto nell' ultima colonna H_a (ferro) ...ica, ad esempio, che è necessario far salire il campo fino ...,7 unità C. G. S. per descrivere col pezzo lungo 50 diametri ...clo che, con un circuito magnetico perfetto, verrebbe de... ...to mediante un campo massimo di sole 47,7 unità

Si può dalla tabella VI dedurre anche la variazione rela... ...a che si otterrebbe con un *medesimo campo applicato* a ... di diversa lunghezza λ. Ad esempio nell' ultima colonna ...relativa all' acciaio temperato troviamo il numero 171,8, un ...mero pressochè uguale (171,5) si trova anche nella penultima; ...ampo di 171 unità C. G. S. si ottiene dunque nel pezzo di ...diametri una variazione del magnetismo permanente del 4 ... mille; e nel pezzo di 20 diametri una variazione del 12 ... mille circa. Nel 1° caso il ciclo di magnetizzazione è però ...erso che nel secondo.

...alla tabella VI segue:

I. In un circuito magnetico perfetto (N=0) la stabilità del ...netismo residuo del ferro è paragonabile a quella dell' ac... ... Infatti le variazioni per valori elevati del campo H_m ... pressochè doppie di quelle dell' acciaio.

II. Al crescere del fattore smagnetizzante la variazione ...va cresce dapprima lentamente poi man mano più rapi... ...mente: nel ferro l' aumento lento dura da $\lambda = \infty$ a $\lambda = 50$ ..., nell'acciaio e nell'acciaio temperato continua fin verso 40.

L' aumento è rapidissimo nel ferro, più lento nell' acciaio ; mentre per $\lambda = \infty$ la variazione nel primo è circa doppia, per $\lambda = 100$ è già diventata 8 volte maggiore. Perciò il vantaggio dell' acciaio sul ferro cresce assai rapidamente al diminuire della lunghezza.

III. Nell' acciaio temperato invece la legge con cui aumenta la variazione $\frac{\Delta B}{B}$ al crescere di N è quasi identica a quella dell' acciaio non temperato. La tempra aumenta la stabilità, in ogni caso, nel rapporto approssimato di 1 a 10; le differenze di questo rapporto per le diverse lunghezze sono assai piccole.

IV. Al crescere della forza magnetizzante H_m da 0 a ∞, la variazione relativa dapprima diminuisce rapidamente poi assai lentamente, anzi nel ferro essa, verso la saturazione, tende ad aumentare. Un analogo aumento potrebbe verificarsi forse anche nell' acciaio se le forze magnetizzanti adoperate fossero state tali da avvicinarlo alla saturazione quanto il ferro.

Se consideriamo il campo applicato abbiamo sempre una diminuzione del rapporto $\frac{\Delta B}{B}$ da $H_m = 20$ ad $H_m = 125$ entro i medesimi limiti nel ferro si ha pure sempre una diminuzione. È probabilmente questo fatto che ha indotto il Wiedemann (l. c.) a credere che l' instabilità relativa cresce nel ferro al crescer del campo mentre diminuisce nell' acciaio. È un altro esempio da aggiungersi a quelli citati al § 31 di una falsa generalizzazione. Tale differenza non si trova quando si allarghino i limiti della ricerca.

40. *Confronto di due acciai.* — Generalmente per confrontare tra di loro due acciai dal punto di vista della stabilità [1]) si preparano due campioni di ugual forma e si esamina la variazione che il loro magnetismo permanente subisce per uno o più urti determinati. Questo metodo può condurre a risultati erronei. Ce ne persuadiamo facilmente ponendo a confronto i numeri della tabella che si riferiscono all' acciaio

1) V. ad esempio, *Curie* Bullettin de la soc. d' encour. pour l' ind. Janv. 1898.

llevard con quelli ottenuti per l' acciaio Glisenti il quale come
so detto (§ 32) ha un comportamento del tutto analogo.

TABELLA VII.

N	λ	$H_m = 50$		$H_m = 100$	
		A	G	A	G
0,0000	∞	2,5 %	2,2 %	2,4 %	2,1 %
0,0045	100	2,8	2,4	2,6	2,3
0,0089	70	3,0	2,8	3,0	2,6
0,0162	50	3,7	3,4	3,5	3,2
0,0238	40	4,5	4,2	4,1	4,0
0,0393	30	6,3	6,5	5,7	5,9
0,0533	25	8,2	9,0	7,6	7,8
0,0775	20	11,6	11,4	10,9	11,1
0,1206	15	17,4	17,4	16,5	17,0
0,2160	10	30,1	30,1	29,2	30,3

Per i valori $H_m = 50$ $H_m = 100$ nella tabella VII sono
scritte le variazioni relative dell' acciaio Allevard (A) e del
Glisenti (G) in corrispondenza ai diversi valori di N e di λ.
Mentre appare evidente la stretta analogia tra i due metalli,
si nota che nel caso di $H_m = 50$ la stabilità è sensibilmente
maggiore nel Glisenti per piccoli valori di N mentre per va-
lori grandi i due acciai danno le medesime variazioni relative.
Invece nel caso di $H_m = 100$ l' acciaio Glisenti è più stabile
fino $N = 0,024$ ($\lambda = 40$) circa, mentre al di là di questo limite
è più stabile l' Allevard. Le differenze in questo caso non sono
grandi ma bastano per dimostrare che i saggi fatti sopra un
pezzo di determinata forma (determinato valore di N) non
hanno alcun valore generale. Dovendosi costruire coi due ac-
ciai esaminati dei magneti permanenti si dovrebbe preferire
il Glisenti per tutte le forme cui corrisponde un valore di
$N < 0,024$, invece per tutte quelle per le quali $N > 0,024$ sa-
rebbe da preferirsi l' acciaio Allevard.

Per fare un saggio completo si dovrà dunque studiare la
stabilità in parecchi punti della linea magnetica discendente
contenuti nel secondo quadrante, in modo da poter tracciare

il diagramma delle variazioni corrispondenti al tratto stesso. Questo procedimento non presenta alcuna difficoltà nè richiede molte misure.

Per quanto è detto al § 26 basta poi esaminare l'effetto dei due primi colpi; la variazione totale è data poi da $(K+1)\Delta_1$, dove Δ_1 è la variazione iniziale e la K è calcolata colle (27) del § 26. D'altronde il valore di K è assai poco diverso da un metallo all'altro (v. § 27) quindi generalmente si può ritenere sufficiente osservare l'effetto del primo colpo.

41. *Magneti permanenti di stabilità perfetta.* — Al § 25 è dimostrato che con qualunque materiale si può raggiungere, mediante opportuno processo magnetico una magnetizzazione permanente di stabilità perfetta. Quando si segua tale processo tutti i materiali si equivalgono riguardo alla stabilità.

Ma tale stabilità perfetta non si può raggiungere che con un certo sacrificio del valore della magnetizzazione permanente. Ond'è che sarà preferibile, quando si vogliano magneti stabili e di grande intensità, quel materiale che raggiunge la stabilità perfetta col minimo sagrificio.

I diagrammi magnetici delle tavole I, II, III permettono di valutare in ogni caso questa perdita di magnetismo che è la differenza tra le ordinate dei punti dove la retta OR', (fig. 32) inclinata sull'asse delle ordinate a seconda del fattore smagnetizzante, taglia la linea magnetica discendente in R' e la linea neutra in S. Nell'eseguire questa deduzione notiamo che, trattandosi di punti nei quali la variazione è nulla, non si deve più fare la restrizione accennata al § 22; i risultati sono rigorosamente applicabili qualunque sia il valore del fattore N.

Fig. 32.

Nella tabella VIII sono raccolti alcuni dei valori della diminuzione percentuale del magnetismo permanente necessaria a raggiungere la perfetta stabilità.

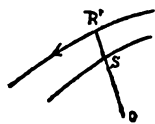



TABELLA VIII.

N	λ	Ferro			Acciaio A			Acciaio G		Acciaio temper.		
		$H_m =$			$H_m =$			$H_m =$		$H_m =$		
		50,1	16,7	5,0	125	65	50	100	50	150	100	75
…000	∞	53	47	26	8,2	7,3	6,2	8,7	6,1	1,5	2,1	2,7
[illegible]	150	65	63	58	—	—	—	—	—	—	—	—
…045	100	65	63	65	9,4	7,9	7,0	10,3	9,2	1,7	2,2	3,7
[illegible]	80	66	62	65	—	—	—	—	—	—	—	—
[illegible]	70	—	—	—	10,4	10,1	7,6	13,1	12,5	2,0	2,2	3,7
…118	60	66	63	66	10,3	12,2	8,6	15,3	16,3	2,2	2,7	4,2
…162	50	65	64	64	12,4	15,8	10,6	16,6	16,8	2,9	2,9	4,5
…238	40	65	62	65	—	—	—	—	—	—	—	—
…363	30	66	61	64	18,6	17,9	15,7	20,5	20,2	4,2	4,0	5,4
…533	25	—	—	—	19,3	19,3	18,0	22,4	22,2	6,0	5,9	6,1
…775	20	66	60	60	19,4	19,6	19,0	22,6	21,1	8,5	7,3	6,2
…296	15	—	—	—	21,6	19,0	19,3	22,2	20,5	9,1	9,3	7,7
…560	10	—	—	—	18,6	19,1	20,8	22,4	—	10,2	9,1	8,4

Le diminuzioni si aggirano intorno al 65 % nel ferro, variando poco al variar della forza magnetizzante H_m ed al variare di N; solo per valori piccolissimi di N la diminuzione è sensibilmente minore.

Negli acciai invece la diminuzione, mentre varia ancor poco al variare di H_m, cresce notevolmente con N. Nell' acciaio non temperato l' aumento si limita ai minori valori di N, tendendo poi ad un limite prossimo al 20 %; nell' acciaio temperato l' aumento invece continua fino ai più grandi valori di N considerati. Anche qui si vede un graduale passaggio dalle proprietà del ferro dolce a quelle dell' acciaio temperato attraverso quelle dell' acciaio dolce.

Al diminuire di H_m nel ferro i valori decrescono solo pei primi valori di N, lo stesso accade nell' acciaio, ma la tendenza alla diminuzione si manifesta sino a valori di N assai maggiori; nell' acciaio temprato invece si ha sempre un sensibile aumento fino ad N abbastanza grandi; poi ha luogo una diminuzione.

È da notarsi che l' acciaio Glisenti, sotto questo punto di vista è sempre inferiore all' Allevard sebbene le differenze non sieno molto grandi.

La tempera ha l' effetto di ridurre grandemente la diminuzione in parola specialmente per i più piccoli valori di N ed i più grandi di H. Perciò anche sotto questo punto di vista è da preferirsi l' acciaio temperato. Le perdite per questo materiale non hanno importanza per i valori medi di N cui corrispondono diminuzioni inferiori al 5 %; queste evidentemente si possono sempre tollerare di fronte al vantaggio di aver raggiunta la stabilità perfetta. Una simile variazione potrà ad esempio, in un galvanometro a campo proprio, portare una diminuzione inferiore al 5 % nella sensibilità ciò che non può produrre alcun inconveniente. Anche per i maggiori valori di N ($\lambda = 10$) le diminuzioni nella maggior parte dei casi saranno tollerabili.

42. *Magneti non uniformi.* — Nei magneti permanenti reali dove esiste un intraferro più o meno importante la magnetizzazione non è uniforme.

Se prendiamo ad esempio, per semplicità, un cilindro, che presenta variazioni massime rispetto a tutte le forme contenenti piccoli intraferri, sappiamo che dal centro agli estremi la magnetizzazione decresce e che anche in una medesima sezione, nei cilindri corti, essa decresce dalla periferia al centro [1]).

Ora noi sappiamo che tutti gli effetti considerati sono funzione dell' intensità della magnetizzazione quindi essi procederanno in modo diverso nei diversi punti del magnete.

Qui considero solo ciò che riguarda la stabilità perfetta. Quando si fa variare il campo applicato in modo da raggiungere lo stato neutro della magnetizzazione in un punto, sarà essa raggiunta anche negli altri punti di diversa intensità magnetica? Se la risposta a questa domanda fosse affermativa, le cose fin qui dette varrebbero senz' altro anche pel magnete reale non uniforme; se no esse non potrebbero valere senz'altro che approssimatamente.

Le esperienze eseguite con diverse intensità del campo H_m ci permettono di rispondere alla questione.

1) V. M. Ascoli. Nuovo Cimento, Serie 4., vol. 1.

Supponiamo di operare sopra un cilindro abbastanza lungo perchè nel punto di mezzo l'azione smagnetizzante sia trascurabile. Per giungere colla magnetizzazione nel punto N incontro dell'asse delle ordinate colla linea neutra, sarà necessario scendere fino ad un certo punto A (fig. 33) cioè dare al campo applicato un valore negativo A B. In un altro punto, il medesimo campo applicato OP (fig. 34) produrrà una

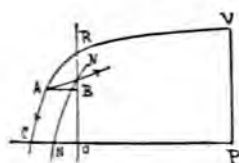



Fig. 33.

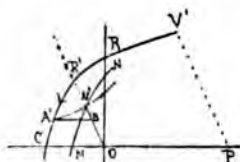



Fig. 34.

magnetizzazione minore (V') e descriverà un ciclo diverso R C; qui si deve giungere nel punto (N') d'incontro della linea neutra colla OX, parallela alla V' P; e perciò si deve partire da un certo punto A', cioè applicare un campo negativo A'B'. Se A' B' = A B ambedue i punti del corpo raggiungeranno insieme lo stato neutro. I diagrammi magnetici delle figure (V. tavole) ci danno il mezzo di misurare i due segmenti nei diversi casi con sufficiente approssimazione; per il caso dell'acciaio temperato, il loro valore, espresso in unità C. G. S. è, nei quattro cicli maggiori 8,0, 8,3, 8,0, 7,5 in corrispondenza di valori nel magnetismo residuo (11000 7000 3400 ...), assai diversi tra di loro. I valori ora citati differiscono poco l'un dall'altro malgrado le grandissime differenze di magnetizzazione. Se si considera che lungo una sbarra d'acciaio la magnetizzazione presenta variazioni assai più piccole di quelle qui considerate si può concludere che, almeno con grande approssimazione, *in una sbarra d'acciaio temperato è possibile portare tutti i punti contemporaneamente in condizione di stabilità perfetta.*

Per altre forme, dove la non uniformità sia minore ciò si verificherà con approssimazione ancor maggiore.

43. *Confronto tra diversi materiali portati alla stabilità perfetta.* — Come ho accennato sopra il confronto in questo

caso non può riguardare che la diminuzione discussa al § 41. Se eseguiamo questo confronto per i due acciai analoghi Allevard e Glisenti troviamo, come ho detto, che il Glísenti, il quale era superiore secondo i criteri del § 40 all' Allevard per tutte le forme corrispondenti ad N $<$ 0,024, è invece, secondo i criteri del § 41, sempre inferiore in quanto che subisce una diminuzione relativamente maggiore. Questa maggior diminuzione è però compensata dal maggior valore che il magnetismo residuo ha effettivamente nel Glisenti, il quale per i minori valori di N conserverebbe la sua superiorità ancora da questo punto di vista.

Ma, anche facendo astrazione da ciò, è chiaro che la differenza del 2 % circa che si riscontra nei numeri della tabella non potrebbe costituire una seria ragione di preferenza.

A maggior ragione queste considerazioni vanno ripetute nel caso dell' acciaio temperato. Le diminuzioni sono sempre assai piccole per se stesse e quindi è certo che per acciai o per tempere non molto diverse tra di loro tra le diminuzioni stesse vi saranno differenze che in nessun caso possono costituire una seria ragione di preferenza tra un materiale e l' altro.

Giungiamo così ad un risultato importante per quanto riguarda la costruzione dei magneti permanenti cioè che: *Se la magnetizzazione è portata ad un punto neutro, i diversi materiali tra cui si può scegliere sono praticamente equivalenti rispetto all' effetto dell' urto; onde si rimane liberi di sceglierli in modo da ottenere la massima stabilità rispetto ad altre cause di variazione.*

CONCLUSIONI.

I. La parte seconda della presente Memoria si può considerare come il riassunto dell' andamento generale dei fenomeni osservati.

Della parte terza enumero qui alcuni dei risultati particolari.

II. La variazione prodotta dall' urto sulla magnetizzazione estrema (B_m) cresce al crescer di questa fino a raggiungere

massimo per valori di B prossimi a 3500 nel ferro a 5000 nell'acciaio, a 8000 nell'acciaio temperato; poi decresce rapidamente avvicinandosi la saturazione.

III. Il *punto neutro* (V. § 13) della linea magnetica discendente, nei cicli più piccoli si raggiunge dopo che la forza magnetizzante è diminuita di circa due terzi del suo valore nel ferro, di un quarto nell'acciaio, di un quinto nell'acciaio temperato: per cicli maggiori il punto neutro si raggiunge invece più rapidamente.

IV. I diagrammi simmetrici delle variazioni presentano un massimo nei cicli in cui la magnetizzazione estrema supera il punto di inflessione della *linea magnetica normale*.

V. Le variazioni massime mutano poco al variar dei limiti del ciclo (salvo i cicli piccolissimi).

VI. Ad esse corrispondono valori della forza magnetizzante un po' minori della forza coercitiva nei cicli piccoli un po' maggiori nei cicli grandi.

VII. Le *linee neutre principali* (V. § 16) seguono l'andamento della linea magnetica ma le si accostano più nella parte intermedia (dove piccoli sono i valori della magnetizzazione) che verso gli estremi.

VIII. La distanza assoluta tra la linea neutra e la magnetica è minima nel ferro, massima nell'acciaio temperato; l'opposto accade per la distanza stessa considerata relativamente al valore della forza coercitiva.

IX. La prima non è alterata dalla tempera la seconda è ridotta alla metà circa.

X. Al crescer dell'urto la linea neutra principale subisce spostamenti assoluti minimi nel ferro massimi nell'acciaio temperato, l'inverso accade per gli spostamenti stessi computati relativamente alla forza coercitiva.

XI. Nel ferro uno stato magnetico, neutro ai colpi di [illegible] cm., subisce una variazione massima per colpi di 20 cm.

XII. La variazione che uno stato magnetico neutro ai colpi forti, subisce per l'effetto dei deboli, è minore di quella che uno stato, neutro ai colpi deboli, subisce per i forti. La differenza è minima per il ferro massima per l'acciaio temperato.

XIII. Al crescere del fattore smagnetizzante la variazione relativa del magnetismo permanente, ottenuto col semplice annullamento della forza magnetizzante, cresce lentamente dapprima poi rapidamente. La variazione è più rapida nel ferro che nell' acciaio, nell' acciaio temperato la legge è la medesima che nel non temperato, i valori della variazione relativa sono però circa 10 volte minori.

XIV. Al crescere della forza magnetizzante estrema applicata, la variazione relativa del magnetismo permanente diminuisce tendendo ad un limite e mostrando tendenza a presentare un minimo in prossimità della saturazione.

XV. Di due materiali A e B, il primo può presentare una stabilità relativa del magnetismo permanente maggiore del secondo per corpi di una data forma e minore per corpi di forma diversa. Di ciò si deve tener conto nei saggi per la scelta del materiale di costruzione dei magneti permanenti.

XVI. In ogni caso si può ottenere un magnete permanente di stabilità perfetta quando si segua un opportuno processo magnetico.

XVII. La perdita percentuale del magnetismo permanente necessaria a raggiungere la stabilità perfetta è massima pel ferro, minima per l' acciaio temperato ed è pressochè indipendente dalla forza magnetizzante applicata.

XVIII. Nel ferro essa è pressochè indipendente dalla forma del pezzo, (fattore smagnetizzante) e si aggira intorno al 65 %, nell' acciaio cresce, al crescer del fattore smagnetizzante, da 7 % circa ($N = \infty$) e tende ad un massimo prossimo a 20 %. Nell' acciaio temperato cresce dal 2 ‰ circa al 9 ‰.

XIX. Nell' acciaio temperato, anche se la magnetizzazione non è uniforme, è possibile raggiungere molto approssimatamente la stabilità perfetta in tutti i punti del corpo.

Dal Laboratorio di fisica tecnica
della R. Scuola degli Ingegneri in Roma.

ANCORA SULLA QUESTIONE DEL CAMPO MAGNETICO GENERATO DALLA CONVEZIONE ELETTRICA.

Nota del Prof. AUGUSTO RIGHI.

In una precedente memoria [1]) ho discusso questa questione, la quale è intimamente connessa alle basi stesse della teoria di Maxwell. Dopo aver passato in rassegna tutti i lavori sperimentali eseguiti intorno al soggetto e intorno a soggetti molto affini, sono giunto alla conclusione, che il risultato negativo avuto dal signor Crémieu non è così nettamente stabilito da scuotere la nostra fiducia nella teoria suddetta. Appare tuttavia da quel mio scritto, che non si può dire con sicurezza se e quale errore inavvertito abbia inquinato le esperienze di quel fisico relative alla quistione di cui qui si tratta, e perciò non si sa ancora spiegare, come egli abbia potuto ottenere risultati discordanti in modo così completo con quelli degli altri sperimentatori. Feci poi d' altra parte osservare, che anche alle esperienze di questi ultimi si può muovere qualche obbiezione, o quanto meno sia a ritenersi, che anche i risultati loro non sono così limpidi, quanto generalmente si era creduto prima delle esperienze di Crémieu. Ne consegue che, comunque queste esperienze vengano in avvenire giudicate, resterà al loro Autore il merito di avere attirata la generale attenzione sopra una questione d'interesse capitale, che forse troppo presto si era ritenuta come pienamente risolta in via sperimentale.

Tutti gli sperimentatori che hanno voluto constatare la esistenza del campo magnetico creato dalla convezione elettrica, hanno giudicato opportuno di porre, fra i corpi elettrizzati in moto e l' ago magnetico destinato a rivelare il campo, dei diaframmi metallici, aventi lo scopo di sottrarre l'ago alle forze elettriche, che da sole avrebbero potuto farlo deviare, ed a quanto pare hanno tacitamente ammesso, che

1) N. Cimento, Ottobre 1901.

quei diaframmi debbano annullare la forza elettrica sull'ago, e lasciare inalterata la forza magnetica. E ciò è tanto vero, che essi hanno sempre cercato di verificare la coincidenza numerica fra le deviazioni osservate e quelle calcolate nella ipotesi suddetta.

È sopratutto sulla possibile azione dell'interposto schermo metallico che fissai la mia attenzione, e nello scritto citato cercai di dimostrare, che in generale non si poteva ammettere, che una qualche azione magnetica non debba quello schermo esercitare. Ma c'è chi va assai più oltre, ed attribuisce allo schermo metallico la facoltà di sopprimere non solo la forza elettrica, ma anche la forza magnetica. I risultati di Crémieu resterebbero così perfettamente spiegati, ma diverrebbero poi inesplicabili quelli di tutti gli altri sperimentatori.

Se non che questa opinione, messa avanti dal signor Potier, non sembra esatta, se non quando la lamina conduttrice si supponga dotata di conducibilità infinita, e non è dimostrato che come tale sia lecito il considerare il foglio di stagnola o la lastra di rame, che nelle varie esperienze si trovava collocata fra i corpi elettrizzati in moto e l'ago magnetico.

Di fronte a tanta incertezza intorno alla possibile azione del diaframma conduttore era naturale il pensare, che si sarebbe giunti forse a chiarire completamente la controversia, quando quell'incertezza cessasse d'esistere. Ciò mi condusse ad incitare i cultori della fisica-matematica ad occuparsi di tale questione, e possibilmente a fare conoscere almeno « il « campo elettro-magnetico prodotto al di là d'un piano inde- « finito conduttore da una carica, che si muove uniforme- « mente in linea retta ».

Questo caso particolare era il più semplice e verosimilmente il più facile, che si potesse tentare di risolvere, e nello stesso tempo non troppo diverso dalle effettive condizioni delle esperienze, tanto che le conclusioni a cui si sarebbe giunti, se anche non direttamente applicabili, avrebbero fornito certo qualche lume alla questione dibattuta.

Il proposto problema è stato risolto completamente dal Prof. Levi-Civita. Dopo avere riconosciuto che le equazioni

Hertz non erano sufficienti allo scopo, egli ha ricorso a
elle di Helmholtz, le quali conducono, come Egli stesso
ie già a dimostrare, a quelle di Hertz, quando si suppone
i potenziali (elettrico e vettore) si propaghino colla velo-
cità della luce. Ha poi riconosciuto dopo, che i risultati non
uano risolvendo il problema mediante le equazioni di
Maxwell.

Il dotto collega pubblicherà certo per proprio conto [1] la
a interessante ricerca analitica, della quale mi ha dato in-
nto gentilmente comunicazione; dal canto mio farò cono-
scere i suoi risultati finali, per trarne quelle conseguenze
e hanno relazione colla questione discussa nella mia citata
precedente pubblicazione.

Il piano conduttore indefinito, parallelamente al quale si
uove con moto rettilineo ed uniforme una carica elettrica,
supposto dotato di conducibilità finita, ed è rappresentata
a k la resistenza, che un quadrato di un centimetro di
o, considerato in quel piano, presenta ad una corrente, che
si da uno dei lati al lato opposto del quadrato. La resi-
enza k, che può dirsi *resistenza specifica* del piano, e che
eguale alla resistenza specifica del materiale di cui è co-
ituito divisa per lo spessore, viene espressa, per semplificare
formule, non già in *ohm,* ma con una unità trenta volte
maggiore, vale a dire che k è eguale ad un trentesimo della
resistenza d' un centimetro quadrato del piano espressa in
ohm.

Le formole, cui arriva il Levi-Civita, contengono natu-
ralmente k; e fanno conoscere le tre componenti della forza
elettrica e le tre componenti della forza magnetica per un
istante qualunque e per un punto qualsiasi. Pel mio scopo
mi limiterò a considerare soltanto ciò che avviene, non nello
spazio che è, rispetto al diaframma conduttore, dalla stessa
parte ove si muove la carica elettrica, ma nello spazio che è
alla parte opposta.

Il risultato generale è il seguente, e cioè il diaframma
conduttore modifica il campo magnetico, in modo, che la

1) Negli Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse.

forza magnetica al di là dello schermo è minore di quella, che esisterebbe, qualora il diaframma fosse soppresso.

Ma se si suppone, che k diminuisca sino a zero, cioè che la conducibilità del diaframma cresca di più in più, la forza magnetica diminuisce e tende a zero. Resta così confermato, quanto fu da me asserito, e cioè che solo con conducibilità infinita una lastra conduttrice può considerarsi come uno schermo perfetto, non solo per la forza elettrica (la quale è ridotta ad essere sensibilmente nulla anche con valori piuttosto grandi di k), ma anche per la forza magnetica.

Per vedere sino a qual punto il diaframma, posto fra la carica in moto e l'ago destinato a misurare la forza magnetica, può influire nelle esperienze, occorre fare qualche applicazione numerica. Ma in questo caso, anzichè ricorrere alle formole generali, è conveniente far uso di formole semplificate, col tener conto della circostanza, che la velocità con cui la carica si muove è certamente piccolissima in confronto della velocità della luce. Il rapporto a fra la prima velocità e la seconda, si può cioè considerare come una quantità assai piccola, e possonsi così trascurare i termini moltiplicati con potenze superiori di a. Il Levi-Civita suppone, per esempio, che la velocità della carica mobile sia di 300 metri. Allora a diviene eguale a 10^{-6}.

Anche il diaframma conduttore deve essere definito numericamente. Supponendolo di rame e grosso un millimetro, si trova all'incirca $k = 0{,}5.10^{-6}$. Esso ha dunque l'ordine di grandezza di a, nel caso pratico considerato, e si dovrà tener conto di ciò nel semplificare le formole. Anzichè trascriverle coi simboli del Levi-Civita, e supporle riferite agli assi mobili da lui adottati, mi permetterò di adottare i simboli ed il sistema d'assi adoperato da me altrove [1]), quando ebbi a determinare il campo elettro-magnetico prodotto da una carica in moto rettilineo ed uniforme; ciò naturalmente al solo scopo di agevolare i confronti.

1) Mem. della R. Acc. di Bologna, 24 Febbraio 1901. — N. Cimento, Agosto 1901, pag. 104.

Si supponga dunque, che la carica mobile E cammini colla velocità costante c secondo una retta, che si assume come asse delle z, e si prenda come origine delle coordinate il punto occupato dalla carica E all' istante $t = 0$. Il piano conduttore sia parallelo al piano $y\,z$ e distante d da questo piano. Siano infine x, y, z le coordinate d' un punto qualunque preso al di là del diaframma conduttore (cioè $x > d$) e si ponga per brevità di scrittura:

$$\omega = z - c\,t\,,$$

$$h = \frac{2\,\pi\,a}{k}\,,$$

$$s = \sqrt{x^2 + y^2 + \omega^2}\,,$$

$$\Phi = \frac{1}{s\,(s\sqrt{1 + h^2} + h\,\omega + x)}\,.$$

Trascurando le potenze di a superiori alla prima si trova, che la forza elettrica ha un potenziale:

$$E\frac{ak}{2\pi}\,\frac{\omega}{s\,(s + x)}\,,$$

e che la forza magnetica ammette essa pure un potenziale, che è:

$$E\,a\,y\,\Phi.$$

Si vede subito che, stante la piccolezza di a e di k la forza elettrica nel punto $(x\;y\;z)$ può essere considerata come nulla. Se ne conclude che la lastra di rame adempie bene all'ufficio di riparare contro la forza elettrica la regione posta al di là del diaframma,

Chiamando poi **L**, **M**, **N**, le componenti della forza magnetica nell' istante t nel punto qualunque $(x\,y\,z)$, si ricava dal secondo dei potenziali trascritti mediante derivazione:

$$\mathbf{L} = \frac{\mathrm{E}ay\phi}{s^2}\left[x + \phi s^2 (s + x\sqrt{1+h^2})\right],$$

$$\mathbf{M} = -\frac{\mathrm{E}a\phi}{s^2}\left[x^2 + \omega^2 - \phi s^2 y^2 \sqrt{1+h^2}\right],$$

$$\mathbf{N} = \frac{\mathrm{E}ay\phi}{s^2}\left[\omega + \phi s^2 (ks + \omega\sqrt{1+h^2})\right].$$

Come era da prevedersi, pei punti del piano $x\,z$, di queste tre componenti rimane solo la seconda. Infatti per $y = 0$ si ha:

$$\mathbf{L} = 0, \qquad \mathbf{M} = -\mathrm{E}a\phi, \qquad \mathbf{N} = 0.$$

La forza magnetica **M** varia naturalmente con ω, cioè quando muta la posizione relativa della carica mobile e del punto $(x\,y\,z)$, nel quale si considera la forza **M**; ma possiamo limitarci ad esaminare, ciò che avviene, quando la carica mobile è alle più piccole distanze dal punto $(x\,y\,z)$, ossia quando ω è piccolissimo.

In tal caso si ha approssimativamente:

$$\mathbf{M} = -\mathrm{E}a\frac{x(1+\sqrt{1+h^2}) - h\omega}{x^2(1+\sqrt{1+h^2})^2}.$$

Si vede così che la forza magnetica cresce in valore assoluto e conserva il suo segno negativo (cioè è diretta come la direzione negativa dell' asse delle y) mentre la carica mobile, che sta per giungere a quel punto della sua traiettoria, il quale è alla minima distanza dal punto $(x\,y\,z)$, si avvicina al detto punto, lo raggiunge e poi lo oltrepassa. Quando la carica mobile è in quel certo punto (cioè quando $\omega = 0$), la forza magnetica ha dunque una intensità intermedia fra quelle, che ebbe prima e che avrà dopo. Perciò avremo un'idea adeguata dell'effetto prodotto dalla forza magnetica coi successivi valori della sua intensità, considerandola quando $\omega = 0$. In tale ipotesi si ha:

$$\mathbf{M} = - \mathrm{E}\,a \frac{1}{x^2(1 + \sqrt{1 + h^2})}.$$

È utile confrontare ora questa forza magnetica con quella, che nel punto considerato esisterebbe, qualora il diaframma conduttore non esistesse. A questo scopo serviranno le formule (20) della mia Memoria citata più sopra, giacchè le tre ultime di tali formole danno:

$$\mathrm{L} = \frac{\mathrm{E}\,a\,(1 - a^2)\,y}{s^3}, \quad \mathrm{M} = - \frac{\mathrm{E}\,a\,(1 - a)\,x}{s^3}, \quad \mathrm{N} = 0,$$

ove L, M, N, indicano le componenti della forza magnetica in questo caso. Siccome ora $y = 0$, $\omega = 0$, e si suppone a piccolissimo, queste equazioni si riducono a

$$\mathrm{L} = 0, \quad \mathrm{M} = - \frac{\mathrm{E}\,a}{x^2}, \quad \mathrm{N} = 0.$$

Per conseguenza si ha:

$$\mathbf{M} = \mathrm{M} \frac{1}{1 + \sqrt{1 + h^2}}.$$

Dunque la forza magnetica **M**, prodotta dalla carica mobile al di là di un diaframma conduttore, è minore, come già si disse, di quella, che si produrrebbe, quando il diaframma non esistesse. Ma il nostro scopo attuale è di precisare l'entità di questa diminuzione della forza magnetica.

Per avere idea concreta dell'entità dell'effetto prodotto dal diaframma adotterò dapprima i valori numerici scelti dal Levi-Civita, e cioè $a = 10^{-6}$ e $k = \frac{1}{2}\,10^{-6}$, valore quest'ultimo relativo ad un diaframma di rame di un millimetro di spessore. In tal caso $h = 4\pi$ ed

$$\mathbf{M} = 0{,}08\ \mathrm{M}.$$

In questo caso la forza magnetica viene ridotta del 92 per cento dal diaframma. Ma, se questo non è dotato di così grande conducibilità, la riduzione è minore. Per esempio, se

il diaframma consiste in una foglia di stagno grossa $^1/_5$ di millimetro, si trova:

$$\mathbf{M} = 0{,}49 \ M,$$

e cioè la forza magnetica è in tal caso quasi la metà di quella, che la carica mobile produrrebbe senza diaframma. Un tale diaframma, pur difendendo bene dalla forza elettrica, riduce la forza magnetica il meno possibile o quasi, giacchè infatti il rapporto di $\mathbf{M}$ ad M non può arrivare a 0,5 per qualunque lamina abbastanza conduttrice, in riguardo allo scopo al quale è destinata.

Questo risultato a prima giunta sorprende. Infatti, quantunque le esperienze istituite per constatare la produzione del campo magnetico mediante la convezione elettrica sieno lungi dal realizzare il caso qui considerato, e tra altro, invece d' una sola carica dotata di moto rettilineo si abbiano vari conduttori in rotazione, pure il precedente risultato fa sorgere l' idea, che anche in tali esperienze il diaframma metallico debba produrre una notevole riduzione d' intensità della forza magnetica, che si tratta di mettere in evidenza. Se così realmente fosse, diverrebbe inconcepibile il fatto, che quasi tutti gli sperimentatori, pur non curandosi dell' effetto magnetico dei conduttori collocati fra l' ago magnetico ed i corpi elettrizzati in moto. abbiano ottenuto un notevole accordo numerico fra le deviazioni osservate e quelle calcolate.

Ma vi ha una circostanza, di cui conviene tener conto, quella cioè che nella maggior parte dei casi i conduttori mobili ebbero tal forma e disposizione, da formare col loro insieme un conduttore quasi continuo, messo in moto in tal maniera, che solo i brevi intervalli di separazione fra le varie parti mutavano posizione nello spazio. Per esempio, i conduttori mobili erano settori d' un disco conduttore girante intorno al proprio asse, separati l' un dall' altro da intervalli radiali assai stretti. L' effetto magnetico del diaframma dovrà rassomigliare, non già a quello relativo al caso d'una carica mobile, rappresentato dalle precedenti formole, ma piuttosto a quello, che si potrebbe facilmente calcolare, d'una retta uniformemente elettrizzata, che scorra su se stessa.

Ora il Levi-Civita dimostra, che in qualunque simile caso di convezione stazionaria, cioè di convezione tale, che la forza elettrica sensibilmente non muta durante il movimento, l'effetto del diaframma è nullo. In realtà il caso del disco mobile diviso in settori non dà luogo ad una rigorosa invariabilità del campo elettrico; ma la perturbazione dovuta alle interruzioni non può che essere piccolissima. Resta così spiegato come fosse inutile tener conto del diaframma metallico per calcolare la forza magnetica sull' ago nelle esperienze di Rowland etc.

Le più recenti esperienze eseguite sull' argomento di cui qui si tratta, quelle cioè del sig. Adams, descritte già nella mia precedente Memoria, sembrano però accostarsi assai più delle altre al caso della carica in moto rettilineo. Infatti, nell' apparecchio di Adams la convezione elettrica è prodotta, non da un disco conduttore diviso in settori, ma da un certo numero di sferette metalliche elettrizzate distribuite sopra una circonferenza e giranti intorno all' asse di questa. Mi sembra certo, che con questa disposizione si sarebbe ottenuta una forza magnetica notevolmente minore di quella calcolata senza tener conto della presenza del diaframma conduttore, posto fra le sfere mobili ed il magnetometro, se l'A. non avesse avuto il felice intuito di suddividere il detto diaframma in tante striscie sottili e parallele, orientate in modo da rendere impossibile la produzione nel diaframma di quelle correnti, alle quali si può ascrivere l' azione magnetica del diaframma stesso.

Come si vede, la ricerca del Levi-Civita chiarisce alquanto la parte esercitata dai diaframmi metallici. Un tale diaframma modifica dunque generalmente il campo magnetico dovuto alla convezione elettrica, come avevo cercato di dimostrare nella precedente Memoria; ma questa modificazione diviene trascurabile, quando la convezione tenda a divenire stazionaria, come accade infatti nella maggior parte delle esperienze relative al nostro soggetto.

Nella nota a pag. 14 della detta Memoria proposi due modi per spiegare, nella ipotesi che la corrente elettrica non sia altro che un trasporto di elettroni, come possa accadere,

che un conduttore non modifica il campo magnetico di una corrente costante. Si vede ora, che si può ammettere la seconda di quelle spiegazioni, e cioè ammettere che il fatto da spiegare dipenda dal seguirsi gli elettroni a distanze piccolissime, tanto da far sì che la corrente differisca pochissimo dallo scorrimento su sè stessa di una linea continua elettrizzata.

Disgraziatamente però, mentre restano così eliminati certi dubbi, che si potevano conservare sull'interpretazione delle esperienze più volte citate, non si arriva ancora, contrariamente alle concepite speranze, a render conto del motivo del disaccordo esistente fra le esperienze di Crémieu e quelle degli altri sperimentatori.

STUDIO SUL FENOMENO DI HALL NEI LIQUIDI.

Nota del Dott. PIETRO MORETTO [1]).

1. Gli eccellenti risultati [2]) che ottenni nello studio del fenomeno di Hall con i processi alcalimetrici e facendo attraversare la lamina dalle scariche di una batteria di condensatori, mi hanno invogliato ad estendere le mie ricerche anche al caso dei liquidi e portare così alla tanto discussa questione il contributo del nuovo metodo da me adoperato.

Mi sembrò infatti che l'uso delle scariche per lo studio del fenomeno di Hall nei liquidi dovesse presentare dei vantaggi apprezzabili sopra gli altri metodi, perchè con esso venivano eliminate molte azioni secondarie, come, per esempio, quella di polarizzazione, di termo-elettricità, ecc.. che potevano negli altri metodi mascherare completamente il risultato finale.

Trattandosi tuttavia di risultati assolutamente negativi, mi limiterò ad accennare brevemente alle diverse esperienze fatte.

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Parma, diretto dal Prof. P. Cardani.

2) Nuovo Cimento, serie 4., vol. 11, fascicolo di Aprile 1900.

2. La disposizione sperimentale era in complesso la stessa [illegible] quella da me adoperata nelle precedenti ricerche; di differente vi era soltanto la lamina liquida al posto della foglia metallica. Ho per altro conservata alla lamina liquida la stessa forma ad Y delle foglie metalliche, seguendo così la disposizione del Righi.

Per procurarmi la lamina liquida abbastanza sottile, ho dapprima usato una striscia di carta bibula che appoggiava [illegible] lastra di vetro, tagliata come la carta a forma di Y; [illegible] rami della carta poi erano tanto lunghi da poter pescare [illegible] tre bicchierini di vetro, separati l'uno dall'altro e ripieni [illegible] soluzione che si voleva sottoporre all'esperienza: questi [illegible] bicchierini costituivano le estremità del rimanente circuito. [illegible] lamina liquida si formava per capillarità non appena la carta pescava nella soluzione.

3. Disposte le cose in tal modo, feci alcune serie di esperienze variando sia la natura chimica sia la concentrazione [illegible] soluzioni; e siccome i risultati di moltissime esperienze [illegible] sempre ed assolutamente negativi, mi venne il dubbio [illegible] la carta bibula formasse uno strato liquido troppo grosso [illegible] mm. 0,15) e perciò volli provare con una lamina sem[illegible] della stessa forma, ma di carta velina (circa mm. 0,03); i risultati non cambiarono affatto.

Pensai allora di ricorrere a lamine liquide racchiuse fra [illegible] lastre piane di vetro da specchi e costruite pressochè nel modo descritto dai dottori Leone ed Amaduzzi [1]), lamine che [illegible] molto tempo prima della loro pubblicazione io avevo preparate ed usate, senonchè agli elettrodi di metallo io sostituii [illegible] comunicazioni con delle striscie di carta bibula le quali andavano a pescare nei soliti bicchierini, e ciò per evitare qualunque alterazione sugli elettrodi metallici; ma neanche in questo modo potei ottenere presenza alcuna del fenomeno di Hall.

Infine pensai di prepararmi una lamina liquida dello stesso spessore di quelle adoperate dal Bagard [2]); perciò presi una

1) L. Amaduzzi e L. Leone. Rendiconti della Accademia dei Lincei, seduta del [illegible] aprile 1900.

2) Bagard. Journal de Physique, anno 1896, pag. 499. — Nuovo Cimento, serie 4., [illegible] 4., pag. 106, anno 1896.

grossa lastra di ebanite e scavai in essa una fossetta della forma solita di Y e della profondità di 1 cm. Le comunicazioni col rimanente circuito si ottenevano mediante elettrodi metallici fissati alle tre estremità della fossetta; gli elettrodi erano di forma cilindrica e variavano a seconda della soluzione con la quale riempivo la cassettina (zinco amalgamato, rame con deposito di rame elettrolitico, platino, ecc.). Sottoposte all'esperienza anche le lamine così preparate, ottenni ancora risultati assolutamente negativi, anche sperimentando col mercurio puro o con l' amalgama di bismuto.

4. Le soluzioni da me sperimentate coi diversi sistemi di lamine furono soluzioni acquose di differente concentrazione di acido solforico, di solfato di rame, di solfato di zinco, di nitrato di bismuto (con poche gocce di acido nitrico per tenere disciolto il sale di bismuto). — Le diverse esperienze eseguite erano alternate con altre fatte adoperando una foglia metallica di bismuto, già da me usata per lo studio del fenomeno di Hall nei solidi e colla quale il fenomeno si presentava molto chiaramente.

5. Nella seguente tabella riassuntiva, tanto per far vedere come effettivamente andarono le cose, riporto i risultati di alcune serie di esperienze, le quali tutte furono eseguite con un' intensità del campo magnetico di circa 10000 unità C. G. S., con una distanza esplosiva di mm. 3 e contando 1000 scariche. Con q_1 e q_2 sono indicate le quantità differenti di soda caustica che si formarono per il passaggio delle scariche che attraversavano i due rami del circuito derivato secondo che la foglia si trovava o no nel campo magnetico.

SOLUZIONE	LAMINA		Senza campo cm.3	Campo in un dato senso cm.3	Campo in senso contrar. al primo cm.3
H_2SO_4 al 20 % in vol.	Foglia di carta bibula spessore mm. 0,15.	$q_1=$	0,445	0,440	0,445
		$q_2=$	0,475	0,470	0,470
[illegible]SO_4 al 10 % in peso	Foglia di carta velina spessore mm. 0,03.	$q_1=$	0,440	0,440	0,440
		$q_2=$	0,475	0,475	0,475
[illegible]SO_4 ($d = 1,286$) mass. conduc.	Foglia di carta velina spessore mm. 0,03.	$q_1=$	0,440	0,445	0,445
		$q_2=$	0,475	0,475	0,475
[illegible]$(SO_4)^3$ al 10 % in peso	Foglia di carta bibula spessore mm. 0,15.	$q_1=$	0,435	0,435	0,440
		$q_2=$	0,475	0,470	0,475
»	Foglia di carta velina spessore mm. 0,03.	$q_1=$	0,440	0,440	0,445
		$q_2=$	0,475	0,470	0,470
»	Lamina liquida spessore mm. 0,03.	$q_1=$	0,445	0,440	0,445
		$q_2=$	0,475	0,475	0,475
»	Lamina liquida spessore mm. 10,0.	$q_1=$	0,440	0,440	0,445
		$q_2=$	0,475	0,470	0,475
Hg puro	Lamina liquida spessore mm. 0,03.	$q_1=$	0,440	0,440	0,445
		$q_2=$	0,480	0,475	0,475
Amalgama di Bi contenente 1,5 per 100 di Bi.	Lamina liquida spessore mm. 0,03.	$q_1=$	0,440	0,440	0,440
		$q_2=$	0,475	0,475	0,475
Bi metallico	Lamina solida spessore mm. 0,01.	$q_1=$	0,435	0,450	0,420
		$q_2=$	0,485	0,475	0,500

6. Dai valori riportati nella precedente tabella, come del resto da tutti quelli molto numerosi ottenuti in altre esperienze e che credo inutile riportare, risulta molto chiara la conclusione che col metodo da me adoperato, non ostante la sua grande sensibilità, non mi è riuscito di dimostrare l'esistenza del fenomeno di Hall per nessun liquido neppure per l'amalgama di bismuto.

Aosta, Dicembre 1901.

UN IDROTERMOMETRO A SCATOLA,

del Dott. ANGELINI SEBASTIANO.

Per esplorare la temperatura dell'acqua a piccole profondità si usano parecchi metodi, tra i quali, sebbene soggetto a parecchie critiche e sempre alquanto diffuso per la sua semplicità, quello del termometro a valvole. Il difetto principale nel medesimo sta nel cattivo funzionamento delle valvole il quale lascia sempre molti dubbi sulla esattezza delle osservazioni.

Più sicuro e più comodo è l'idrotermometro seguente. Esso è costituito di un'asta A scorrevole entro un cilindro B: all'estremità di ambidue vi è una doppia parete C, D, tale che, tirando l'asta, la parete superiore ad orlo chiuso si incastra entro la parete inferiore ad orlo aperto in modo da formare una scatola. Un termometro è adattato in un incavo della parte più bassa dell'asta, ed il cannello è visibile attraverso una fessura del cilindro. L'apparecchio è zavorrato, lungo circa m. 1,30 di cui 25 per la scatola. Per adoperarlo lo si fa discendere alla profondità voluta ma non maggiore di un metro colla scatola aperta, si chiude la scatola tirando l'asta entro il cilindro, ed in essa rimane imprigionata l'acqua di quello

... ui si cerca la temperatura. Questo idrotermometro si
...anda sia per la sicurezza delle indicazioni, sia per la
...abilità, sia per la assenza di viti e di valvole; ed
...ecialmente per ricerche simultanee della temperatura
...qua marina lungo la costa italiana ad una profondità
...tengo si debba stabilire ad un metro dalla super-
... ad una distanza orizzontale dalla spiaggia tale che
... vi arrivi alla profondità di almeno 2 metri, e a quelle
... cui negli osservatorii meteorici si osserva la tempera
...ell'aria.

SULLA VARIAZIONE DELLA COSTANTE DIELETTRICA DEL CAOUTCHOUC CON LA TRAZIONE.

Risposta a una Nota del Dott. Ercolini.

Il Dott. O. M. Corbino, ci manda una risposta alla Nota ...ing. Ercolini comparsa nell' ultimo fascicolo del 1901,
... si può riassumere così:

1.° Ammette le due sviste o di stampa o di scrittura ...e nella Nota pubblicata nei *Rend. dei Lincei,* Novem-
... 1898 e rilevate dall' Ercolini.

2.° In quanto all' elettrizzazione del caoutchouc per ef-
... del semplice stiramento, dice che gli era nota sino dal
...96 come apparisce dalla sua tesi di laurea pubblicata a
...lermo, che quindi non poteva non mettersi in guardia con-
... di essa nel 1898, che per effetto della medesima le devia-
...ni avrebbero dovuto essere costanti o decrescenti al crescere
... potenziale, mentre invece aumentarono proporzionalmente
... questo, che ad ogni modo l' elettrizzazione per semplice
...ramento non avrebbe prodotto deviazioni più cospicue come
...ede l' Ercolini, ma molto inferiori a quelle osservate.

LIBRI NUOVI

JAHRBUCH DER ELEKTROCHEMIE - VII JAHRGANG, 1901,
di W. NERNST *e* W. BORCHERS.

(Halle, W. Knapp).

Questa utilissima pubblicazione segue il progresso dell'elettrochimica, tanto per la parte scientifica, come per quella delle applicazioni; ed in questo volume è dato conto dei lavori usciti nell'anno 1900.

Vi si trovano sunti brevi e chiari di tutto ciò che interessa l'elettrochimica, tanto per le esperienze da lezione, quanto per apparecchi e metodi di misura, per le teorie proposte a proposito della pressione osmotica, della dissociazione elettrolitica, della costituzione delle soluzioni, e di ciò che si riferisce alla produzione dell'energia elettrica, all'elettrolisi, alle scariche nei gas, alle radiazioni Becquerel, e all'analisi per via elettrica.

Nella parte riguardante le applicazioni sono indicati i perfezionamenti apportati nelle pile e negli accumulatori ed i nuovi metodi di produzione, sia dei corpi semplici, sia dei composti inorganici ed organici. A. STEFANINI.

LEHRBUCH DER PRAKTISCHEN PHYSIK,
di F. KOHLRAUSCH.

(Leipzig und Berlin, G. B. Teubner, 1901).

È la 9ª edizione, molto accresciuta, del ben noto « Leitfaden der praktischen Physik ». Vi si trovano raccolti tutti i dati necessari a condurre le più comuni ricerche nei vari campi della fisica, con la descrizione succinta dei metodi che meglio si prestano per ciascun caso. La chiarezza e il rigore dell'esposizione rendono sempre più raccomandabile questo manuale, non solo agli studenti, ma a chiunque debba eseguire delle ricerche sperimentali. A. STEFANINI.

COURS DE MÉCANIQUE,

par P. APPEL.

(Paris, Gauthier-Villars, pp. 263, 1902).

Quantunque destinato a svolgere il programma d'ammissione alla Scuola centrale d'Arti e Manifatture di Parigi, il corso di meccanica che ha pubblicato l'Appel, — Autore del ben noto grande trattato di meccanica — può riuscire utilissimo a chiunque imprende lo studio delle scienze fisiche. È specialmente commendevole il metodo usato nel trattare le singole questioni, che consiste nel porle in equazione dopo di avere esposto i fatti geometrici o meccanici da cui hanno origine, metodo che avvezza il lettore a ragionare sugli oggetti stessi, e che non fa prender l'abitudine di riferirsi esclusivamente alle formole algebriche.

Specialmente notevoli sono le rappresentazioni grafiche dei moti vibratori per mezzo di vettori rotanti, che adesso sono così generalmente usati nelle applicazioni all'elettricità.

Per poter considerare più da vicino i fatti reali, fin da principio è introdotta, nella statica e nella dinamica del punto materiale, la nozione di attrito; e dopo avere esposto la statica dei solidi partendo dalla teoria dei momenti e della composizione delle forze, e dopo avere esposte le condizioni di equilibrio, è fatto lo studio delle coppie, delle forze in un piano e delle forze parallele.

Lo studio delle macchine semplici, col quale si chiude il libro, è molto particolareggiato, ed è fatto partendo dal concetto che è solo per mezzo delle applicazioni alla realtà fisica che gli studenti posson condursi a bene afferrare i principii fondamentali della meccanica. A. STEFANINI.

LEITFADEN DER WETTERKUNDE,

di R. BÖRNSTEIN.

(Braunschweig, F. Vieweg u. Sohn, 1901).

In questo compendio di meteorologia son trattate in modo chiaro e semplice le leggi più importanti dei fenomeni atmo-

sferici, dalla cui cognizione può talvolta derivare la previsione del tempo.

Dopo la descrizione dei climi, del modo di determinare la temperatura e l'umidità dell'aria, sono studiate accuratamente le meteore acquee, la pressione atmosferica, i venti e le burrasche.

Il libro termina con un sommario interessante sul servizio meteorologico internazionale. Molte incisioni nitidissime e numerose tavole, fra le quali si notano delle splendide riproduzioni delle varie forme di nubi, abbelliscono l'interessante volumetto.

A. STEFANINI.

DIE FORTSCHRITTE DER PHYSIK - HALBMONATLICHES LITTERATURVERZEICHNISS

redigirt von KARL SCHEEL (fisica pura)

und RICHARD ASSMANN (fisica cosmica).

(Braunschweig Friedrich Vieweg e Sohn. - Abbonamento annuo 4 Mark).

In questo indice bibliografico quindicinale vengono annunziate tutte le pubblicazioni riferentesi ai vari rami della fisica man mano che esse compariscono entro e fuori Europa. Detti annunzi, ordinati per materia, contengono il nome dell'autore, il titolo della pubblicazione e la citazione del periodico nel quale essa è contenuto. Quest'ultima, nel caso di monografie isolate o trattati, è sostituita dalla citazione dell'editore. È superfluo far rilevare di quale vantaggio sia questo indice, essendo bisogno universale dei fisici di essere informati *prontamente* delle ricerche che si riferiscono a un tale o a un tale altro campo della fisica.

F. MACCARRONE.

LES THÉORIES ÉLECTRIQUES DE J. CLERK MAXWELL.

Étude Historique et Critique par M. P. DUHEM.

(Paris, A. Hermann, 1902)

L'illustre Prof. Duhem ammiratore del genio di Maxwell si è proposto in questa sua preziosa pubblicazione di analizzare e discutere le teorie dell'immortale fisico scozzese colla

meta di mettere chiaramente in rilievo « da una parte, le proposizioni suscettibili di essere logicamente dimostrate e d'altra parte, le affermazioni che ripugnano alla logica e che devono essere modificate o rigettate ». Quest' opera di critica severamente condotta con acuto discernimento e con elevatezza di spirito cosicchè non si può accusare il Duhem, nè di avere per un solo istante perduta la sua profonda ammirazione per il Maxwell, nè di essersi lasciato sfuggire, abbagliato da questa ammirazione, i difetti, talvolta gravi, dell'opera del medesimo.

Il libro è diviso in due parti nelle quali vengono sapientemente esposte, corredate di confronti storici, e criticate le tre teorie elettrostatiche, l' elettrodinamica e la teoria elettromagnetica della luce concepite successivamente da Maxwell.

F. Maccarrone.

RIVISTA

Journal de Physique. T. 10, serie, 3ª. Maggio, Giugno, Luglio 1901.

Brunhes B. *Alcune proprietà dei motori a gas studiate col diagramma entropico* (pp. 309-325). — Il diagramma entropico differisce dal diagramma classico di Clapeyron in ciò: che in esso son prese per variabili non più il volume specifico v e la pressione p, ma l' entropia S (riferita all' unità di massa) e la temperatura assoluta T. L'A., esposte prima di tutto le proprietà essenziali del diagramma (S, T), richiama i principi della teoria dei motori a gaz, considerando successivamente il motore a esplosione ordinaria, tipo Otto, il motore a esplosione con ammissione limitata, tipo Charon, e il motore a combustione sotto pressione costante, tipo Brayton. Esamina quindi quello che divengono i cicli dei motori suddetti, quando si adotta il diagramma entropico. Il ciclo del motore Otto dà un ciclo formato di due adiabatiche da cui risulta che il rendimento aumenta quando si riduce il volume specifico durante l' esplosione. Si vede di qui quanto interessi rendere più piccolo che sia possibile il rapporto tra il volume specifico alla fine della compressione e il volume specifico iniziale. Osservando il ciclo entropico del motore Charon si giunge alla stessa conclusione del ciclo Otto. La differenza, che torna

tutta a vantaggio del motore Charon, è che questo presenta più agilità e che la pressione dopo l'esplosione essendo data, come il volume del cilindro e della camera di compressione, resta ancora un parametro variabile, cosa che non avveniva nel ciclo Otto.

Esaminando finalmente il diagramma entropico del motore a combustione sotto pressione costante, l'A. giunge alle conclusioni seguenti :

1° Il rendimento aumenta con la pressione di combustione (essendo mantenuta costante la pressione iniziale, che è la pressione atmosferica).

2° Si eleva il rendimento abbassando la temperatura finale di combustione a pressione costante.

Brunhes B. *Sopra l' entropia d' una mescolanza gassosa in combustione* (pp. 325-332). — L'A. dimostra che l' entropia della mescolanza gassosa nei motori, è, in alcune condizioni ben definite, perfettamente determinata e calcolabile.

Perreane E. *Studio geometrico del condensatore trasformatore* (pp. 332-336).

Maltézos C. *Sopra il metodo di Képler nella rifrazione* (pp. 337-339). — L'A. mostra che con questo metodo si può determinare lo spessore apparente di una lamina, lo spostamento parallelo dei raggi senza bisogno di conoscere l' indice di rifrazione della lamina stessa, e questo indice.

Lugol P. *Studio grafico della deviazione nel prisma* (pp. 339-341).

Johnson K. R. *Alcune considerazioni sopra le oscillazioni nell' eccitatore di Hertz* (pp. 365-374).

Lespieau R. *Pesi molecolari e formule sviluppate* (pp. 374-380). — L'A. dopo considerazioni critiche sulla legge di Dalton e di Gay-Lussac conclude con una citazione di Friedel: « Non si deve perdere di vista che le idee di Avogadro e d'Ampère non sono altro che un' ipotesi fisica, feconda anche dal punto di vista chimico, ma che deve cedere il passo alle considerazioni chimiche quando si tratta di determinare il peso degli atomi e delle molecole ».

Lefèvre J. *Ricerche sopra la conducibilità della pelle dell' organismo vivente e sopra le sue variazioni in funzione della temperatura esterna. Studio sopra l' uomo* (pp. 380-388). — L'A. dopo aver descritto le esperienze per la determinazione del calore svolto dalla pelle in un determinato tempo, della temperatura della pelle, superficiale e sottocutanea (2 mm. di profondità), e della superficie del corpo, passa a calcolare in unità C. G. S. il coefficiente di conducibilità esterna o d' emissione della pelle verso il mezzo che la circonda, il coefficiente di conducibilità interna

e di trasmissione, e il coefficiente di conducibilità nell'interno della pelle medesima.

Giunge alle conclusioni seguenti:

La pelle è un cattivo conduttore: il coefficiente di conducibilità esterna non sembra modificato dalla temperatura, quello di conducibilità esterna cresce rapidamente quando la temperatura del mezzo si abbassa.

AUBEL (van) ED. *Sopra le resistenze elettriche dei metalli puri* (pp. 389-391). — L'A. esamina le conclusioni di James Dewar e di J. A. Fleming sopra la resistenza elettrica dello stagno, del cadmio e del nikel allo stato di purità, notando che sarebbe preferibile sperimentare su un filo rettilineo anzichè, come è stato fatto, su un filo avvolto sopra un telaio.

LIPPMANN G. *Mira meridiana a specchio cilindrico* (pp. 413-415). — È la descrizione di un apparecchio destinato alla misura delle ascensioni rette, che ha per scopo di rendere il meridiano del luogo dove si opera, visibile sotto forma di una linea luminosa proiettata sul cielo.

LIPPMANN G. *Sopra un apparecchio destinato a spostare la lastra fotografica che riceve l'immagine fornita da un siderostato* (pp. 415-417). — Il vantaggio presentato da questo apparecchio è che non occorre regolarlo; laddove gli altri dispositivi esigono una regolazione calcolata sopra la posizione dell'astro la cui immagine è immobilizzata nel siderostato.

KORDA D. *Telautografo di Elisha Gray-Ritchie* (pp. 417-425). — È la riproduzione di una conferenza tenuta alla Società di fisica. In essa l'A. descrive minutamente il telautografo di Gray modificato da uno dei suoi allievi, il Ritchie, eliminando qualunque movimento di orologeria e qualunque complicazione meccanica.

TURPAIN A. *Funzionamento del risuonatore di Hertz e del risuonatore a interruzione. — Osservazione della risuonanza elettrica nell'aria rarefatta* (pp. 425-438). — L'osservazione di un risuonatore completo e di un risuonatore a interruzione conducono a leggi sperimentali semplici; ma queste leggi non sembrano in accordo con la distribuzione dell'elettricità, che le diverse teorie assegnano a questi due generi di risuonatori. Anzi, se alcune esperienze sembrano confermare la distribuzione elettrica indicata dalla teoria, altre, non meno convincenti, la contraddicono. L'A. ha intrapreso queste esperienze collo scopo di ricercare le cause del disaccordo e possibilmente di coordinare i differenti fatti a prima vista contraddittori, adoperando un risuonatore tutto chiuso, fuorchè il micrometro, in un tubo circolare di vetro in cui l'aria è sufficientemente rarefatta, tanto da permettere al conduttore del risuonatore di produrvi la luminescenza la quale, col suo più o

meno vivo splendore, svela lo stato elettrico dei diversi punti del risuonatore. Che questa luminescenza sia prodotta esclusivamente dal risuonatore l'A. si assicura mediante diverse esperienze.

Le osservazioni sono fatte sopra *un risuonatore completo*, sopra un risuonatore a interruzione e sopra un risuonatore a due micrometri. Interpetrandole l'A. conclude che: *il risuonatore filiforme deve essere considerato come presentante nella sua lunghezza due concamerazioni, con un ventre di vibrazione nel mezzo della sua lunghezza e due nodi di segni contrari alle sue due estremità.*

L'A. generalizza quindi il metodo adottato per studiare non più solamente lo stato elettrico di un risuonatore filiforme in attività, ma anche lo stato elettrico dei fili di concentrazione del campo hertziano e anche quello della regione prossima ai fili stessi ed il risuonatore, ed ottiene dei risultati che confermano le osservazioni precedenti. M. ALLEGRETTI.

Philosophical Magazine. Serie 6., Vol. 1, 1901.

BARLOW W. *Simmetria dei cristalli. Base attuale delle trentadue classi* (pp. 1-36).

WOOD R. W. e MAGNUSSON C. E. *Dispersione anormale della cianina* (pp. 36-45). — Col metodo dei prismi sottili di cianina ottenuti comprimendo quella sostanza fusa fra due lastre di vetro, già usato dal Wood (cfr. *N. Cim.*, (4), 94, 373) gli A. hanno continuato lo studio della dispersione che essa presenta; ed oltre la banda d'assorbimento ben nota posta in vicinanza della riga D, hanno trovato un'altra banda nell'ultravioletto, che comincia a 0,37 μ.

L'assorbimento della cianina è stato dagli A. studiato anche fotografando lo spettro ottenuto con un reticolo Rowland, dopo che la luce aveva attraversato il prisma di cianina; ed anche mediante il refrattometro interferenziale di Michelson, con pellicole sottili di cianina ottenute per evaporazione da una soluzione alcoolica.

Non essendo stata per ora determinata l'estensione della banda d'assorbimento nell'ultravioletto, non è possibile confrontare i resultati ottenuti con la formola Ketteler-Helmholtz sulla dispersione.

SAND H. J. S. *Sulla concentrazione agli elettrodi in una soluzione, con speciale riguardo allo svolgimento d'idrogeno da un miscuglio di solfato di rame e acido solforico* (pp. 45-79). — In accordo con quanto fu stabilito dal Le Blanc, anche l'A. partendo dal concetto che l'energia spesa dalla corrente nel passare da un elettrodo all'altro attraverso la caduta di potenziale corrispondente sia uguale all'energia che si richiede per portare gli atomi

dallo stato di ioni a quello di atomi liberi, o viceversa, trova che la differenza di potenziale fra gli elettrodi e il liquido è indipendente dalla densità della corrente ed è sempre uguale alla f. e. m. minima che è necessaria a far depositare gli ioni che si liberano più facilmente.

L'A. stabilisce poi una formola che dà in funzione del tempo la concentrazione, in vicinanza di un elettrodo, di una soluzione di un sale unico, nel caso teorico in cui la soluzione sia contenuta in un vaso cilindrico verticale, le cui basi funzionano da elettrodi, che non vi siano correnti di convezione, che la diffusione segua la legge di Fick e che i numeri di trasporto di Hittorf sieno costanti.

Per la soluzione di un miscuglio di due elettroliti non si può calcolare la concentrazione agli elettrodi; ma è possibile stabilire due limiti fra i quali essa deve esser compresa, e due limiti del tempo che è necessario perchè la concentrazione del rame al catodo in una soluzione di solfato acido di rame cada a zero. Opportune esperienze hanno mostrato all'A. che effettivamente l'idrogeno non apparisce mai al catodo entro quei limiti di tempo; e che si può impedire lo svolgimento dell'idrogeno agitando fortemente la soluzione durante il passaggio della corrente, mentre se il liquido è tranquillo la quantità d'idrogeno messa in libertà contemporaneamente al rame può esser considerevole. Le correnti di convezione hanno dunque un'importanza notevole sulle proporzioni dei due ioni messi in libertà da una soluzione acida di solfato di rame.

Chattock A. P., Walker W. E. e Dixon E. H. *Sulle velocità specifiche degli ioni nella scarica dalle punte* (pp. 79-98). — Con un micromanometro che permetteva di misurare la pressione di un millesimo di millimetro d'acqua, gli A. hanno determinato le velocità specifiche degli ioni messi in moto nel vento elettrico, col metodo già adoperato da Chattock (*N. Cim.* (4), 12, p. 134) studiando la scarica nell'idrogeno, nell'anidride carbonica, nell'aria e nell'ossigeno, ed anche in alcuni liquidi non conduttori.

Dalle misure fatte resulta che la velocità specifica degli ioni nel vento elettrico è sensibilmente uguale a quella che hanno gli ioni ottenuti coi raggi Röntgen; quella nei liquidi non conduttori è sensibilmente uguale alla velocità che hanno gli ioni negli elettroliti ordinari.

Le velocità degli ioni negativi si presentano assai variabili; mentre quelle degli ioni positivi restano assai costanti.

Lord Rayleigh. *Sulla teoria di Balfour Stewart sulla relazione fra radiazione e assorbimento* (pp. 98-100). — È riportata una dimostrazione poco nota di Stewart relativa all'eguaglianza fra il potere emissivo e quello assorbente e che è assai più sem-

plice e conveniente di quella data dal Kirchhoff circa due anni dopo.

Lord RAYLEIGH. *Note spettroscopiche relative ai gas dell' atmosfera* (pp. 100-105). — Secondo il Gautier l'atmosfera conterrebbe normalmente circa $^{2}/_{10000}$ di idrogeno, insieme a quantità variabili di idrocarburi. Il Rayleigh ha creduto opportuno ricercare se la presenza dell' idrogeno può esser costatata nello spettro di una scintilla che scocchi nell' aria; e infatti in opportune condizioni lo spettro della scintilla mostra la riga C, la cui intensità diviene sensibilmente doppia se nell' aria studiata si aggiunge $^{1}/_{5000}$ del suo volume di idrogeno. Ma poichè la riga C conserva la sua intensità anche se prima l' aria passa sopra l'ossido di rame portato al calor rosso, il Rayleigh ritiene che la presenza dell' idrogeno nell' aria sia dubbia, e che la riga C possa esser dovuta all' idrogeno che si libera dal vetro o dagli elettrodi di platino durante la scarica elettrica.

L'A. indica poi un mezzo semplice di osservare lo spettro dell' argo, facendo scoccare opportunamente la scintilla di un rocchetto in un piccolo volume d'aria (da 5 a 10 cm³) in presenza di ossigeno e di potassa caustica. Infine è accennato alla maniera di separare l' elio dall' atmosfera, facendo diffondere in presenza dell' aria attraverso un setto poroso una notevole quantità di anidride carbonica.

GWYTHER R. F. *Le onde lunghe progressive del tipo solitario e periodico nell' acqua poco profonda* (pp. 106-110). — È il seguito delle Note pubblicate sullo stesso argomento nel vol. 50 della serie 5.

PEARSON K. *Su alcune applicazioni della teoria della probabilità alla selezione delle razze* (pp. 110-124).

BOTTLOMEY J. T. ed EVANS W. T. *Misure sulla dilatazione di un vetro duro di Jena* (pp. 125-128). — Col metodo del termometro a peso il coefficiente di dilatazione cubica di un vetro duro di Jena fu trovato compreso fra 0,00177 e 0,00183 per temperature varianti da 0° a 100°.

LEES C. H. *Sulla viscosità dei miscugli di liquidi e di soluzioni* (pp. 128-147). — L'A. ricerca se la formola

$$\eta = \eta_1^{v_1} \eta^{v_2} \dots \eta_n^{v_n}$$

con la quale si calcola il coefficiente di attrito η di un miscuglio che in 1 cm³ contiene v_1 cm³ di un liquido che ha il coefficiente η_1 .... e v_n cm³ di un liquido che ha il coefficiente η_n può esser dedotta teoricamente, e se essa è d' accordo con le esperienze,

Nè quella, nè le altre due teoriche

$$\eta = v_1 \eta_1 + v_2 \eta_2 + \ldots.$$

$$\frac{1}{\eta} = v_1 \frac{1}{\eta_1} + v_2 \frac{1}{\eta_2} + \ldots$$

sodisfano alle esperienze eseguite, le quali per il miscuglio di tre liquidi sono invece ben rappresentate dalla formola empirica

$$\left(\frac{1}{\eta}\right)^m = v_1 \left(\frac{1}{\eta_1}\right)^m + v_2 \left(\frac{1}{\eta_2}\right)^m.$$

EARHART R. F. *Sulla distanza esplosiva per piccole distanze fra due piani* (pp. 147-159). — L'A. ha misurato la differenza di potenziale esplosiva per piccolissime distanze fra due piani, tenendo un piano immobile e fissando l'altro al pezzo mobile di un refrattometro interferenziale. Spostando questo pezzo, la distanza fra i due piani si misura in mezze lunghezze d'onda dal numero delle frange d'interferenza che passano nel campo visivo.

Dalle misure fatte si vede che fino a distanze di 2 a 3 lunghezze d'onda del sodio, la differenza di potenziale esplosiva è proporzionale alla distanza. Per distanze fra 3 e 4 lunghezze d'onda la linea subisce un rapido cambiamento di direzione, e si mantiene retta, ma con un'altra inclinazione. La differenza di potenziale per avere una scintilla fra due piani distanti $^1/_2$ lunghezza d'onda del sodio è di 38 volta, per 3 lunghezze d'onda è di 300 volta, per 4 di 312 e per 100 di 750 circa.

L'A. ha studiato anche l'influenza della pressione e della natura del dielettrico.

BARTON E. H. *Sulla refrazione del suono prodotta dal vento* (pp. 159-165). — L'A. studia, in un modo più completo di quello che il Rayleigh espose nel suo *Treatise of Sound*, l'azione che ha il vento sulla propagazione del suono.

Lord RAYLEIGH. *Sulle tensioni prodotte nei solidi da un riscaldamento disuguale e dalla doppia refrazione che ne resulta* (pp. 169-178). — È noto che interponendo fra due nicol una lastra di vetro, la luce riapparisce se il vetro subisce tensioni o compressioni diagonali in diverse direzioni; e basta anche il riscaldamento diagonale a produrre il fenomeno. L'A. studia appunto le deformazioni che subisce il vetro per il disuguale riscaldamento in alcuni casi nei quali è possibile la verificazione ottica.

PIERCE G. *Indice di refrazione delle onde elettriche, misurato con un microradiometro modificato* (pp. 179-198). — Per misurare l'intensità delle onde elettriche l'A. ha usato un rivelatore più sensibile di quello del Klemencic (*Wied. Ann.* 45, p. 62) rendendo l'elemento termoelettrico, che fa parte di un piccolissimo risonatore, mobile insieme al circuito che è posto fra i poli di un

potente elettromagnete. L'oscillatore e il risonatore hanno ghezza d'onda di cm. 4,4.

Ponendo l'oscillatore davanti a uno specchio piano, si sistema di onde stazionarie; e lo spostamento dello specch conoscere la posizione dei ventri e dei nodi, mentre la devia del microradiometro indica l'ampiezza d'oscillazione delle

Allorchè fra lo specchio e l'oscillatore s'interpone una mina di un dielettrico di spessore χ e d'indice di refrazion per conservar la medesima posizione ai ventri e ai nodi biso spostar lo specchio di uno spazio D, tale che sia

$$n = \frac{D}{\chi} + 1.$$

L'indice di refrazione della paraffina è stato trovato, co questo metodo, 1,56, quello del caucciù 1,75.

Per diversi campioni di legno l'indice di refrazione è stat trovato maggiore nel senso parallelo alle fibre che in quello perpendicolare, mentre la trasparenza alle onde è maggiore quando lo spostamento elettrico è normale alle fibre.

TOWNSEND J. S. *Conduttività prodotta nei gas dal moto di ioni carichi negativamente* (pp. 198-227). — Dalle esperienze fatte dall'A. resulta che la relazione fra l'intensità della corrente e la f. e. m. trovata da J. J. Thomson ed E. Rutherford (cfr. *N. Cimento* (4), per la ionizzazione prodotta alla pressione ordinaria, non val più quando la conduttività si studia a bassa pressione. In questo caso non vi è più un massimo, ma al diminuire della pressione, la relazione fra corrente e f. e. m. non è più semplice come alla pressione ordinaria.

Quando la pressione è bassa l'intensità della corrente passa per tre stadi: nel primo la corrente cresce con la f. e. m., nel secondo rimane praticamente costante, nel terzo la corrente cresce rapidamente con la f. e. m. Inoltre con certe forme di elettrodi si può avere una grande differenza nella conduttività invertendo la corrente, ciò che non si presenta per elettrodi piani.

Quando la caduta del potenziale è inferiore a 30 volta per cm. non si ha nessuna ionizzazione per gli urti reciproci.

Gli ioni positivi nei casi studiati non producono ionizzazione, ma è probabile che possano produrla in campi più intensi.

A. STEFANINI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

SULLA CONDUCIBILITÀ ELETTRICA DEI LIQUIDI ISOLANTI E DEI LORO MISCUGLI.

Ricerche sperimentali del Dott. GIUSEPPE DI CIOMMO.

Introduzione.

Lo studio della conducibilità elettrica dei liquidi organici (considerati per lungo tempo quali coibenti) rimonta a molti anni addietro; soltanto però negli ultimi tempi venne eseguito con metodi attendibili e di grande sensibilità; per modo che si è venuto ad assodare che la quasi totalità di tali liquidi, quantunque di poco, conducono l'elettricità. Tra i primi ad occuparsi dell'argomento vanno ricordati il Gladstone ed il Tribe [1]), i quali però trovarono che non conducono affatto il cloroformio, l'acetato ed il ioduro di etile, il ioduro d'amile e d'isobutile, il bromuro di propilene etc. Essi peraltro, sin d'allora constatarono che l'alcool etilico conduce un poco la corrente elettrica e la sua conducibilità aumenta quando esso viene mescolato ai predetti liquidi, quantunque essi fossero coibenti. Il Bartoli [2]), con varii metodi, proseguì alacremente lo studio dell'argomento, operando su d'un gran numero di idrocarburi solidi e liquidi e per questi ultimi venne alle seguenti conclusioni « Non conducono affatto, nè alla più bassa temperatura, nè a quella di ebollizione tutti gli idrocarburi liquidi della serie grassa come quelli della serie aromatica senza eccezione e tutti i composti che da essi derivano per sostituzione di Cl, Br, J e Cy all'idrogeno: così pure tutti i cloruri, bromuri ioduri e cianuri dei radicali acidi, gli ossidi dei radicali organici e gli eteri, quantunque alcuni di questi presentano alle volte segni di conducibilità accidentale ». Il metodo tenuto a preferenza dall'Autore consistette nell'uso

1) Gladstone e Tribe. Proceding of Royal Society, 1877.

2) Bartoli A. Rendiconti Acc. dei Lincei, Giugno 1884 e Nuovo Cimento, 3. serie, t. 16, 1884.

d'un galvanometro sensibilissimo messo in circuito col liquido sperimentale e con una pila di 800 elementi Daniell. La conducibilità del liquido era desunta dalla deviazione del galvanometro. In una seconda Memoria [1]) il Bartoli si occupò del come varia la conducibilità di alcuni miscugli, tra liquidi conduttori e coibenti, al variare della temperatura del miscuglio e trovò che per la maggior parte delle mescolanze studiate, l'andamento del fenomeno non è diverso da quello che si verifica per le soluzioni elettrolitiche; mentre per altre la conducibilità decresce al crescere della temperatura.

Soltanto dopo tali lavori si mirò a studiare il problema dal punto di vista quantitativo ed, usando metodi più sensibili, si potè constatare, come ho detto innanzi, che moltissimi liquidi, passati prima come addirittura coibenti, non lo sono in modo assoluto. Sorse allora però una ben più ardua questione, che non ancora si può dire risoluta in modo esauriente: quella cioè di assodare se i liquidi *coibenti*, obbediscono, nella loro tenuissima conducilità, alla legge di Ohm. Tale argomento forma il primo indice per potere indagare il meccanismo interno della conducibilità. I risultati dei varii autori sono però tuttora contradittori: così mentre il Quinke [2]) trovò che la legge di Ohm non è verificata, il Naccari [3]) asserì invece che, nelle sue particolari esperienze, tale legge è soddisfatta nella conducibilità del benzolo dell'etere di petrolio e di varie altre specie di petrolii. Il Warburg [4]) opina che la divergenza tra i varii autori è soltanto apparente e cagionata dalla decomposizione di piccolissime quantità di sostanze estranee contenute nel liquido in esame e lo stesso Quinke [5]) venne in seguito alla conseguenza che nel fenomeno della conducibilità dei liquidi coibenti, al trasporto meccanico si aggiunge, quando il liquido è omogeneo, un trasporto elettrolitico se la

1) A. Bartoli. Sulla dipendenza della conducibilità elettrica dalla temperatura, nelle soluzioni degli alcooli nei liquidi poco conduttori od isolanti. N. Cimento, 3. ser., vol. 20, pag. 125, 1874.

2) G. Quinke. Wied. Ann., 28, p. 550, 1886.

3) A. Naccari. N. Cimento, 4. ser., vol. 8, 1898. (Letto al Congresso fisico di Torino 1898).

4) Warburg E. Wied. Ann., 54, p. 432, 1895.

5) Quinke G. Wied. Ann., 19, p. 747.

e. m. supera un certo limite. Lo Schweidler [1]), operando
al toluolo, osservò che la legge di Ohm non si verifica al
passaggio dell' elettricità e che intorno agli elettrodi del vaso
a resistenza, si trovano cariche omonime libere. Ad analoga
conseguenza è pervenuto recentemente il Gädeke [2]), operando
sul solfuro di carbonio, sul benzolo e sull' essenza di tremen-
tina, dei quali liquidi, con un metodo galvanometrico, ha cer-
cato le resistenze specifiche al variare del potenziale (1000 a
2000 volt) e della lunghezza della colonna liquida (1 a 20 mm.)
interposta agli elettrodi del vaso. Egli ha trovato che per
uguale lunghezza dello strato liquido sottoposto all' esperienza,
la resistenza cresce col crescere della f. e. m. e, per uguali
valori di questa, la resistenza specifica diminuisce col crescere
della lunghezza della colonna liquida. È forse appunto per tali
ragioni che i risultati delle resistenze specifiche ottenute dai
vari autori (i quali non operarono certamente nelle identiche
condizioni di f. e. m. e di lunghezze di colonne liquide) sono
molte volte assai discordi tra loro, come ben si può consta-
tare esaminando i valori dati dal Bouty [3]) e dallo stesso Gä-
deke per l' essenza di trementina e pel solfuro di carbonio.
Il Bouty aveva già notata questa grande discordanza senza
però indagarne la causa.

Lavori su miscugli di liquidi coibenti o mancano o sono
pochissimi finora se si eccettua quello già ricordato del Bartoli
ed un altro dovuto a V. Novak [4]) riflettente la conducibilità
elettrica ed i punti di congelamento di soluzioni di acqua nel-
l'acido formico. Allo scopo di apportare un contributo sull'ar-
gomento, nel presente lavoro, mi son proposto di determinare
(in condizioni determinate di potenziale e di lunghezze della
colonna liquida), le resistenze d' un certo numero di idrocar-
buri liquidi e dei loro miscugli, per vedere come le une di-
pendono dalle altre, allo stesso modo che si è fatto per gl' in-
dici di rifrazione dal Damien [5]) e dal Van Aubel [6]), per le re-

1) E. V. Schweidler. Drude's Ann. der Phis. t. 4., p. 813, 1901.
2) Gädeke H. Heidelberg. Buchdruckerei von karl. Rössler 1901.
3) Bouty. Ann. de chimie et Phys. 6. ser., vol. 32, 1892.
4) V. Novak. Phylos. Magazine vol. 44, ser. 5., p. 9, 1897.
5) B. C. Damien. Annale de l' Ecole Normale Superieure. Ser. 2., t. 10, 1881.
6) Van Aubel. Journal de Physique, ser. 3., vol. 4, p. 478.

sistenze elettriche delle leghe metalliche da molti autori, per i calori specifici dalle leghe stesse da Spring [1]) da Mazzotto [2]), da Van Aubel [3]) ecc., per la conducibilità su miscugli di soluzioni acquose di sali ed acidi minerali negl' importanti lavori del Bouty [4]) e dell' Arrhenius [5]). *Trattandosi qui però di liquidi, per i quali le resistenze specifiche dipendono dal valore del potenziale usato e dalla lunghezza della colonna liquida impiegata, i risultati, ai quali sono pervenuto, non possono avere (per sè stessi), valore generale ed assoluto; ma, operando nelle identiche condizioni (potenziale e lunghezza di colonna liquida) servono soltanto ad indicare come variino le resistenze elettriche dai liquidi puri ai loro miscugli e dai liquidi puri a quelle per essi calcolate in base ai valori trovati per le resistenze dei miscugli ed al percento di questo.*

Tale argomento non è privo d' interesse perchè tende a mostrare quali profonde modificazioni avvengono nelle proprietà di liquidi siffatti in seno delle loro soluzioni.

Metodi sperimentali tenuti.

Primo Metodo. — Nel presente lavoro ho tenuto due metodi diversi, a seconda che il liquido in esame aveva una resistenza estremamente grande od una molto più piccola; ma sempre grandissima. Il primo metodo si riferisce alla prima categoria di liquidi comprendente: il benzolo, il toluolo, l' esane, l' ettano, lo xilolo (meta), il cumolo, il tetracloruro di carbonio ed i loro miscugli. Esso consiste nel far comunicare uno degli elettrodi del vaso a resistenza con l' ago d' un elettrometro a quadranti; l' altro elettrodo, essendo congiunto al polo d' una pila, di cui il polo contrario sta al suolo. La disposizione sperimentale è rappresentata dalla fig. 1 in cui:

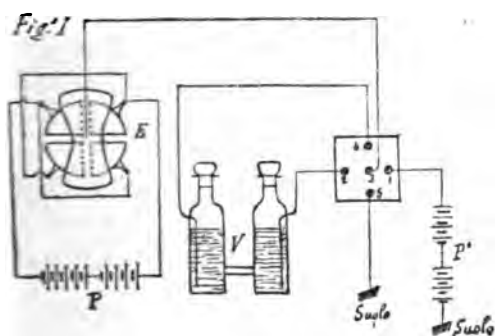
1) Spring. Bull. de l'Acc. des sciences de Belgique, ser. 2., t. 32, p. 458, 1875.
2) Mazzotto. Atti dell'Acc. di Torino, vol. 17, pag. 3, 1901.
3) Van Aubel. Journal de Phys., 3. ser., t. 9, p. 493, 1900.
4) Bouty. Journal de Phys., 2. ser., vol. 7, p. 311.
5) Arrhenius. Wied. Ann., t. 30, p. 51, 1887.

P indica la pila di carica dell' elettrometro

E » elettrometro a quadranti Thomson-Villari.

V » vaso a resistenza contenente il liquido.

1-2-3-4-5. Pozzetti a mercurio

P' indica la pila di carica del liquido sperimentale, composta di 100 piccoli elementi Daniel isolati su paraffina.

Facendo comunicare mediante cavallieri metallici i pozzetti 1 e 2; 3 e 4, si viene a stabilire tra gli elettrodi del vaso a resistenza V una f. e. m. V, uguale a quella della pila P', onde l' elettricità penetra attraverso il liquido (se questo è conduttore) e carica l' ago di E, che si sposta quindi lentamente dalla sua posizione di riposo e tende a raggiungere il valore del potenziale V. Ma, a misura che il potenziale dell' ago cresce, va crescendo altresì il disperdimento naturale che l' ago subisce; onde, dopo un certo tempo, (all' incirca 2 ore in media nelle mie esperienze) la quantità di elettricità che l' ago riceve attraverso il liquido sperimentale, uguaglia quella che liberamente perde nell' aria ed allora l' ago resta stazionario.

Se v indica quindi il potenziale, cui è pervenuto l'ago nello stato di equilibrio predetto, la f. e. m. agente tra l' elettrodo 2 del vaso V e l' ago dell' elettrometro, è data da: $(V - v)$, e

l' intensità di corrente che attraversa il liquido del vaso, sarà quindi:

$$I = \frac{V - v}{R} \quad [1]$$

in cui R indica la resistenza del liquido intesa come *relativa* alla differenza di potenziale $(V - v)$.

Ciò posto la quantità di elettricità che l' ago riceve in un minuto primo, sarà:

$$60''.\, I = \frac{V - v}{R} .\, 60''$$

e quella che liberamente perde nello stesso tempo è data da:

$$c \,.\, \varepsilon\,,$$

ove c indica la capacità elettrica dell' ago ed ε il decremento del potenziale (cui l' ago è pervenuto) nel tempo di 1' e dovuto al disperdimento. Per l' equilibrio esaminato, dovrà quindi essere:

$$(1) \qquad \frac{V - v}{R} .\, 60'' = c\,\varepsilon\,.$$

Da cui, il valore di R, è dato da:

$$(2) \qquad R = \frac{V - v}{\varepsilon} .\, \frac{1}{c} .\, 60''.$$

Tale resistenza sarà espressa in Ohm se c si esprime in Farad.

1) La relazione stabilita: $I = \frac{V - v}{R}$ non può avere l' ampio significato che le assegna la legge di Ohm, giacchè i liquidi in questione non seguono tale legge e ciò pel solo fatto che i valori delle resistenze dalla predetta formola ricavati, cioè: $R = \frac{V - v}{I}$ variano con la differenza $(V - v)$. Sotto tale restrizione soltanto la relazione precedente si può applicare al caso che ci occupa, ed affinchè i risultati sieno comparabili, deve essere $(V - v) = \text{cost}$ in tutte le esperienze tra cui la comparazione devesi far rilevare: in quelle cioè tra ciascuna coppia di liquidi e dei loro miscugli. Effettivamente nel mio caso, ciò non si verifica nel modo assoluto; giacchè si tenne V costantemente uguale a 100 Daniell e v, d' altra parte, varia con i valori di R. Ma per la grandissima resistenza dei liquidi della 1.a categoria, v risulta sempre molto piccola rispetto a V; esso infatti giunse al massimo a 1,5 Daniell. Onde la differenza $(V - v)$, per l'approssimazione che può pretendersi in lavori siffatti, si può ritenere come costante.

Il valore di V si ottiene facendo comunicare direttamente il polo 1 della pila P' con l'ago di E ed è dato dalla deviazione massima stazionaria, cui l'ago perviene: il valore v è dato dall'esperienza stessa nel modo già detto. Quanto poi ad ε (disperdimento espresso dall'abbassamento di v in I') si trova facilmente come segue. Dopo di aver letto il potenziale v all'elettrometro, si toglie il cavalliere 3-4, isolando l'ago, che discende lentamente e si numerano le divisioni discese in I': esse rappresentano il valore di ε. La capacità c dell'ago si determina infine nel seguente modo. Se δ_0 indica la deviazione massima stazionaria dell'ago di E quando lo si fa comunicare direttamente col polo isolato d'una pila messa nelle identiche condizioni di P', potrà scriversi:

$$c\,V' = k\,\delta_0 \tag{3}$$

in cui V' indica il potenziale della pila e k un coefficiente arbitrario. Se allora si scarica l'ago, e con la stessa pila si carica una sfera isolata di raggio r, la quale si fa poi comunicare con l'ago di E, il potenziale x cui perviene il sistema (ago e sfera) sarà dato dalla relazione;

$$r\,V' = (r + c)\,x \tag{4}$$

essendo la capacità elettrostatica d'una sfera uguale al suo raggio espresso in cm. Si ha dalla (4):

$$x = \frac{r\,V'}{c + r}\,. \tag{5}$$

Se δ_1 indica allora la nuova deviazione dell'ago quando lo si fa comunicare con la sfera precedentemente caricata, si ha per la (5)

$$c\,\frac{r\,V'}{c + r} = k\,\delta_1\,. \tag{6}$$

Eliminando dalle (3) e (6) la costante k e, ricavando il valore di c, si ha

$$c = \text{capacità elettrostatica dell'ago} = r\,\frac{\delta_0 - \delta_1}{\delta_1}\ \text{unità elettrostatiche.}$$

In farad., la capacità c sarà quindi:

$$c = r \frac{\delta_0 - \delta_1}{\delta_1} \cdot \frac{1}{3^2.10^{11}} \text{ Farad}.$$

Operando nel modo predetto, fu trovato come media di un gran numero di misure, fatte prima e dopo la serie delle determinazioni delle resistenze:

$$c = 2,9.10^{-11} \text{ Farad}.$$

Avvertenze pratiche, precauzioni sperimentali e dati di costruzione degli apparecchi usati.

Prima di tutto occorre dire che, a causa della piccolissima capacità dell'ago dell'elettrometro, e per i grandissimi valori delle resistenze a misurare, che sono dell'ordine di centinaia di trilioni di ohm, il metodo descritto porterebbe ad errori grossolani se non si tenesse conto della conducibilità propria del vetro, di cui è formato il vaso V, e non si eliminasse del tutto la conducibilità superficiale del vetro stesso. A tale uopo, e riguardo alla prima di tali avvertenze, si ebbe cura di scegliere per il vaso un vetro di piccolissima conducibilità propria, la quale nella maggior parte dei casi, risultò trascurabile rispetto a quelle da doversi misurare. Per quei pochi liquidi, nei quali ciò non si verificava, si tenne conto della conducibilità del vetro, nel modo che sarà detto in seguito. Circa poi alla conducibilità superficiale del vetro, si sa che questa è estremamente variabile e può giungere, in determinate condizioni, a valori grandissimi rispetto a quelli dei liquidi in questione. Occorreva perciò eliminarla del tutto: sono giunto a tanto, coprendo completamente le superficie esterne del vaso V con uno strato di gomma lacca dello spessore non minore di 1 mm. sparsa con molta accuratezza e quindi fusa in una stufa a conveniente temperatura. Pur tuttavia, non si giungeva a buoni risultati, se non si manteneva, almeno per 15' lo stato di fusione della gomma lacca. Così preparato il vaso, si faceva raffreddare sotto un essiccatore ad acido solforico concentrato, poggiandolo su di un blocco di paraffina

ottenuta da recente fusione e vi si manteneva per circa 30′ prima di introdurre il liquido sperimentale. Il vaso era chiuso con braccioli smerigliati e restava sotto l' essiccatore durante le misure: i fili di congiunzione degli elettrodi uscivano da appositi tappi di paraffina applicati in due fori della campana dell' essiccatore, per poi andare ai pozzetti 2 e 4 isolati nell' aria atmosferica. Pur osservando tutte queste precauzioni, si è sempre constatato che la resistenza dell'insieme del vaso e del liquido andava man mano aumentando a partire dal tempo, in cui il vaso veniva riempito e tale incremento durava per oltre 24 ore, onde la misura effettiva non si faceva che il giorno seguente quello in cui si riempiva il vaso. Questo fatto era probabilmente dovuto alla condensazione di piccolissime tracce di vapore acqueo sulle pareti del vaso quando questo veniva riempito, fuori dell' essiccatore, con i liquidi sperimentali, tutti più o meno volatili.

I pozzetti 1-2-3-4-5 erano formati da tubicini di vetro infissi in altrettanti fori d' un blocco di legno, nei quali si era colata la paraffina fusa. I ponticelli metallici erano tenuti da blocchi di paraffina per isolarli dalla mano dell' osservatore, il quale li manovrava mediante un manico di legno, infisso nella paraffina stessa, e ciò per non elettrizzare con lo strofinio, questo corpo facilmente elettrizzabile.

L' elettrometro era quello del Thomson modificato dal Villari [1]). In esso come è noto, la carica dell' ago è fatta a mezzo del sottilissimo filo di sospensione il quale è di argento [2]). Le letture erano fatte col metodo ottico su d' una scala messa alla distanza di 2 metri dallo specchietto dell' apparecchio.

1) E. Villari. Intorno ad alcune modificazioni dell' elettrometro a quadranti del Thomson. R. Istituto d' incoraggiamento. Napoli. Vol. 5, s. 4.

2) Il Bartoli, nelle precitate memorie, accenna pure all' uso dell' elettrometro per stabilire se un liquido coibente conduca o pur no l' elettricità; egli preferì però il metodo galvanometrico accennato. Nella sua prima nota, non è descritto la specie dell'elettrometro, col quale fece i detti tentativi, ma la poca sensibilità riscontrata fa supporre che abbia usato un elettrometro Mascart. Dipendendo infatti la sensibilità del metodo dalla piccolissima capacità dell' ago dell' apparecchio, ed in quello del Mascart, l' ago, essendo congiunto per la sua carica, ad un vero condensatore, le cui armature sono formate dall' acido solforico e dal fondo della custodia dell' apparecchio, separate dal vaso di vetro, che ne forma l' isolante, viene ad avere capacità elettrica abbastanza grande, onde il metodo perde la sua estrema sensibilità, sì da far preferire quello galvanometrico, che, nelle mie condizioni sperimentali, era peraltro molto meno sensibile.

Influenza della forma e dimensioni del vaso e della superficie e natura degli elettrodi sui risultati.

Ad eliminare il dubbio che i fenomeni che ci occupano, cioè le variazioni di resistenza dai liquidi puri ai loro miscugli dipendessero, in certo qual modo, dalla forma e grandezza della colonna liquida e dalla superficie e natura degli elettrodi (dubbio che potrebbe nascere, pel fatto che non ancora si è giunti alla spiegazione netta del meccanismo interno della conduzione in liquidi siffatti), prima della serie completa delle mie esperienze, ne ho fatte alcune preliminari, adoperando gli stessi liquidi con due recipienti a resistenza completamente diversi.

Il primo (che fu quello che ritenni poi in tutte le misure successive, per le ragioni che saranno dette tra breve) era a forma di H, come vedesi nelle figure 1 e 3, e ciò per potere realizzare il minimo volume (allo scopo di consumare piccole quantità di liquido) con la maggiore distanza degli elettrodi per eliminare i fenomeni di condensazione. Il diametro dei tubi formanti le due branche è di cm. 2,5, la distanza degli elettrodi cm. 7,5; le dimensioni delle lamine di platino (elettrodi) cm.q. $5 \times 2,5$ ed il diametro interno del tubo di congiunzione tra le due branche cm. 0,5.

L'altro recipiente, indicato nella figura 2, fu usato soltanto nelle misure preliminari per assodare l'influenza pre-

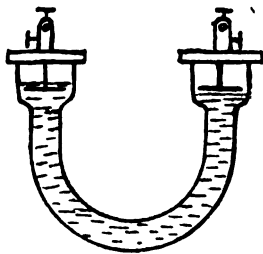



Fig. 2.

sunta. Esso è a forma di U con tratto circolare e branche raccordate e svasate nella parte superiore. Il diametro interno di

tale vaso nella parte principale è di cm. 1.00 e la distanza delle due branche raccordate cm. 6,5 circa. Gli elettrodi erano formati da due fili di nichelio di mm. 1,2 di diametro, attraversanti i due coperchi di ebanite e foggiati a spirale piatta di 2 cm. di diametro nelle parti terminali formanti le superficie degli elettrodi.

I liquidi usati in queste misure preliminari furono il benzolo, il toluolo ed il miscuglio a volumi uguali tra essi. I risultati seguenti mostrano che i rapporti tra le quantità $\frac{V-v}{\varepsilon}$ della (2) (le quali sono proporzionali alle resistenze dei liquidi) sono presso a poco gli stessi quando si adopera l'uno o l'altro dei due recipienti descritti.

Esperienze preliminari per assodare se la forma del vaso e la natura e superficie degli elettrodi influiscono sui risultati.

Liquidi sperimentati	Vaso ad H			Vaso ad U		
	Valori di $\frac{V-v}{\varepsilon}$	Rapporti tra i valori di $\frac{V-v}{\varepsilon}$ del		Valori di $\frac{V-v}{\varepsilon}$	Rapporti tra i valori di $\frac{V-v}{\varepsilon}$ del	
		Benzolo e del miscuglio	Toluolo e del miscuglio		Benzolo e del miscuglio	Toluolo e del miscuglio
Benzolo	104			73		
Toluolo	94	4,5	4,1	61	4,8	4,1
Miscuglio di benzolo e toluolo al 50 %	23			15		

Eliminato il dubbio precedente, le esperienze furono poi condotte col vaso ad H soltanto.

Influenza della conducibilità propria del vaso a resistenza.

Prima d'introdurre il liquido nel vaso V, veniva fatta una misura a vaso vuoto (bene asciutto del liquido precedente)

usando naturalmente tutte le precauzioni già indicate. Si determinava in tal modo la resistenza R′ spettante al vaso vuoto; indi l'altra R quando s'introduceva il liquido: questa non era altro che la resistenza composta di R′ e dell'altra R_1 spettante al liquido solo ed è perciò data da:

$$R = \frac{R' R_1}{R' + R_1},$$

da cui si ricava la resistenza R_1 del liquido solo, cioè:

$$R_1 = \frac{R R'}{R' - R} \tag{8}$$

Il valore di R′ risultò in media di $1.7.10^{12}\,\Omega$, onde, pel grado di esattezza raggiunto nei risultati, si giudicò che la formola (8) era inutile applicarla per tutti i valori di R inferiori a $10^{11}\,\Omega$. In tali casi adunque si omisero le misure di R′.

Valori delle resistenze dei liquidi riferiti all'unità di volume di essi.

Allo scopo di riferire i risultati comparativi tra le resistenze a determinato e costante volume, invece di quello del vaso a resistenza, si è scelto il volume unitario, cioè il cm.c. [1]). Ecco come si è proceduto in tale determinazione. Se con r_1 si indica la resistenza del vaso quando si riempie, fino al segno di affioramento, con una soluzione di acido acetico al 20 %, la cui resistenza a 18°, rispetto a quella del mercurio puro a 0°, è 1500 10^{-10}, si ha:

$$\frac{\text{Resistenza specif. acido acetico come sopra}}{\text{Resistenza specif. mercurio puro a } 0^{\circ}} = \frac{1}{1500.10^{-10}} = \frac{10^8}{15},$$

1) Tali resistenze, riferite cioè al cm.c. di ciascun liquido, non si possono propriamente chiamare resistenze specifiche dei liquidi stessi, perchè esse, dipendendo, come si è visto innanzi, dalla lunghezza della colonna liquida sottoposta all'esperienza perdono la generalità che sta ad indicare la resistenza specifica ed è perciò che alle resistenze così calcolate non si è dato il nome di resistenze specifiche.

onde:

$$\text{Resistenza specif. acido acetico} = \text{Resistenza specif. mercurio puro a } 0^\circ \times \frac{10^8}{15} =$$

$$= 9{,}4 \,.\, 10^{-5} \frac{10^8}{15} = 6{,}3 \,.\, 10^2 \,.$$

Potendo d'altra parte mettere:

$$\frac{\text{Resistenza di un cm.c. del liquido sperimentale}}{\text{Resistenza specif. acido acetico come sopra}} = \frac{R_1}{r_1},$$

si ha:

$$\text{Resistenza di un cm.c. del liquido sperimentale} = 6{,}3 \,.\, 10^2 \frac{R_1}{r_1} = \rho_{(m.l.)} \,.$$

Il valore di r_1 è naturalmente riferibile alla temperatura alla quale fu determinata R_1 e fu trovato col metodo del Kohlrausch.

Limite delle resistenze che si possono misurare col metodo descritto.

In generale ed astrazione facendo dalle condizioni impostemi nel presente lavoro, dirò che, quantunque il metodo sia estremamente sensibile, pure con esso non possono misurarsi resistenze, che eccedano un limite facile a trovarsi caso per caso e che peraltro non è praticamente così elevato, quanto teoricamente parrebbe, a causa delle perturbazioni, che sempre accompagnano le indicazioni dell'elettrometro. Così per le condizioni speciali degli apparecchi da me usati, pur disponendo d'un numero sufficiente di pile, il massimo valore pratico per V, non può superare 2000 divisioni della scala, corrispondenti all'angolo, sotto cui la finestrella dell'apparecchio si vede dal centro dello specchietto e per la distanza di circa due metri della scala da quest'ultimo. Il valore di v, per avere una certa attendibilità, deve superare i possibili spostamenti dello zero dell'apparecchio, cioè non essere inferiore ad una diecina di divisioni; e quello di ε non può essere al disotto d'una divisione se vuolsi apprezzare con sufficiente esattezza. Dopo ciò, si può calcolare il massimo valore delle resistenze

a potersi misurare, col metodo discusso, nelle mie condizioni sperimensali, cioè:

$$R = \frac{2000 - 10}{1} \cdot \frac{1}{2{,}9.10^{-11}} \cdot 60 = 4.10^{15}\ \Omega\ .$$

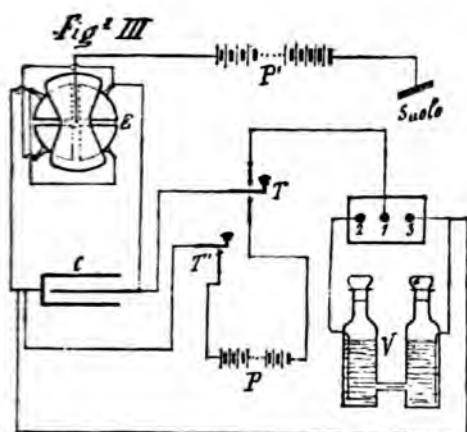
Questo limite massimo è peraltro maggiore della massima resistenza da me misurata, la quale corrisponde a quelle del recipiente ad H cioè: $1{,}7.10^{15}\ \Omega$: resistenza trovata, come tutte quelle dei liquidi della prima categoria, facendo $V = 100$ D.ll. costantemente.

Quanto poi al limite inferiore delle resistenze a potersi misurare col metodo precedente, dirò in generale che esso dipende essenzialmente dal valore di v, il quale è funzione di quello di R e del disperdimento ε.

Per un disperdimento normale e per R inferiore a $10^{12}\ \Omega$, il potenziale v raggiunto dall'ago nello stato di equilibrio considerato avanti, riesce molto prossimo a V, onde la differenza $V—v$ risulta piccolissima, ed essendo essa affetta sempre dallo stesso ordine di errore assoluto, ne deriva un errore relativo grandissimo, che rende dubbi i risultati. Pur volendo quindi riferirsi ad un nuovo valore della differenza di potenziale $V—v$, nell'intesa che, tanto per ogni coppia di liquidi puri che per i loro miscugli (2ª categoria), tale differenza si mantenga sensibilmente costante (condizione questa necessaria, come si è visto, per rendere comparabili i risultati); pel fatto che l'esattezza di apprezzamento di $(V—v)$ va sempre decrescendo a misura che essa s'impicciolisce, ed è addirittura illusorio quando i valori di R scendono al disotto di $10^{12}\ \Omega$, occorre cambiare il metodo molto prima che le resistenze da misurare scendano a tale valore.

Tale è il caso della 2ª categoria di liquidi da me studiati e comprendente il solfuro di carbonio, il carvene, il bromobenzolo, il croroformio ed i loro miscugli, come pure i miscugli del solfuro di carbonio con l'ettano, l'esano ed il tetracloruro di carbonio.

Secondo metodo adoperato. — Il metodo adoperato per i precedenti liquidi e quello, che va sotto il nome della *perdita*

di carica, la cui disposizione sperimentale è rappresentata dalla fig. 3.

Un condensatore C, di capacità *c*, è messo in circuito con una pila P a mezzo dei tasti a molla T e T', abbassando i quali esso si carica e l'elettrometro E (i cui quadranti sono congiunti alle armature di C) ne accusa la differenza di potenziale V. Abbandonando i tasti T e T' e mettendo un ponticello metallico tra i pozzetti 1 e 2, le armature del condensatore si chiudono sul liquido sperimentale, contenuto nel vaso V, onde C si scarica lentamente e l'ago di E incomincia la sua discesa, misurandone in ogni istante il potenziale V'. Si rifletta intanto che il decremento del potenziale di C non è soltanto causato dalla scarica lenta attraverso il liquido; ma anche da quella attraverso il vetro del vaso a resistenza e dalle perdite che tutto il sistema subisce nell'aria atmosferica e per i sostegni. L'insieme di tutte queste cause produce lo stesso effetto d'una resistenza R intercalata tra le armature del condensatore, attraverso la quale si stabilirà una corrente I variabile in ogni istante e data da:

$$I = \frac{V'}{R} .$$

E la quantità di elettricità smaltita dal condensatore nel tempuscolo *dt* sarà data da:

$$I \cdot dt = \frac{V'}{R} \cdot dt .$$

Questa quantità, erogata dal condensatore, ne farà abbassare il potenziale del valore: $-dV'$, onde sarà:

$$\frac{V'}{R} \cdot dt = -c \cdot dV';$$

cioè:

$$\frac{dt}{R} = -c \cdot \frac{dV'}{V'}$$

Integrando questa equazione differenziale tra i limiti $t=0$ e $t=t'$, si ha:

$$\frac{t}{R} = c \log_e \frac{V}{V'}$$

e quindi:

$$\text{Conducibilità tra le armature del condensatore} = \frac{1}{R} = \frac{c}{t} \log_e \frac{V}{V'}$$

Se con $\frac{1}{R'}$ si indica poi la conducibilità relativa al vaso soltanto ed al disperdimento naturale di tutto l'insieme degli apparecchi (condensatore, chiavi, sostegni etc.) si avrà analogamente, quando il liquido è tolto dal recipiente V:

$$\frac{1}{R'} = \frac{c}{t} \cdot \log_e \frac{V}{V'_1},$$

onde la conducibilità vera del liquido è dato da:

$$\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'}\right) = \frac{1}{R_1} = \frac{c}{t}\left(\log_e \frac{V}{V'} - \log_e \frac{V}{V'_1}\right) = \frac{c}{t} \log_e \frac{V'_1}{V'},$$

da cui:

$$\text{Resistenza della colonna liquida sperimentale} = R_1 = \frac{t}{c} \frac{1}{\log_e \frac{V'_1}{V'}}.$$

Per avere R_1 in ohm, c deve essere espresso in Farad, onde:

$$R_1(\Omega) = \frac{t}{C(F.)} \cdot \frac{1}{\log_e \frac{V'_1}{V'}}.$$

Passando infine dai logaritmi neperiani ai decimali ed esprimendo C in microfarad, si ha finalmente:

$$(9)\qquad R_1^{(\Omega)} = \frac{t}{C^{(\mu.F.)}} \frac{1}{2.303 \log_{10} \frac{V'_1}{V'}} \cdot 10^6.$$

Avvertenze pratiche relative al 2° metodo. — Le varie operazioni ad eseguirsi nel metodo or ora descritto, si riducono alle seguenti: Caricato il condensatore C, fino a tanto che l'ago di E giunga alla massima deviazione stazionaria, lo si isoli dalla pila (col ponticello 1-2 al posto e col recipiente V vuoto) e si vede a quale divisione della scala esso giunge in un tempo t. Tale divisione rappresenta il potenziale V'_1 nella (9). Si scarichi quindi il condensatore, mettendo un ponticello tra i pozzetti 1-3, si aspetti che l'ago, riducendosi allo zero, faccia bene storcere il filo di sospensione, si tolga il ponticello 1-3 e si metta l'altro 1-2. Caricato allora nuovamente il condensatore C, nelle identiche condizioni di prima, lo si chiuda in circuito sul vaso a resistenza contenente il liquido e si veda a quale divisione della scala scende l'ago di E nello stesso tempo t. Tale divisione rappresenta il valore di V': in tal modo tutti gli elementi della (9) sono noti e si possono calcolare i valori di R_1, dai quali si ricavano poi le resistenze unitarie (riferite al cm.c.) $\rho_{(\Omega)}$ allo stesso modo indicato precedentemente. Anche in questa seconda serie di misure per i liquidi del 2° gruppo già detti. il vaso a resistenza era preparato come per i liquidi del 1° gruppo e si manteneva sotto l'essicatore durante le misure. Giova avvertire che in entrambi i metodi si presero tutte le cure per evitare le cause perturbatrici sulle indicazioni dell'elettrometro, cause molto facili a verificarsi per ogni piccolissima azione esterna d' induzione a motivo dell'infima capacità dell'ago dell'elettrometro; e perciò fu necessario tener chiuse le finestre e le porte della sala delle esperienze ed evitare che l'osservatore od altri si movesse nell'interno della sala, durante una misura.

I liquidi studiati mi furono forniti come puri dal Kahlbaum di Berlino, di essi il benzolo ed il cumolo erano privi rispettivamente di tiofene e di terpene. Fu osservata la massima cura nell' essicarli mediante distillazioni successive, in *apparecchio a ricadere* ed in presenza del cloruro di calcio puro. La temperatura dei liquidi nelle esperienze è stata quella dell'ambiente, e variabile (dai mesi giugno a novembre) da 29°

a 20° centigradi. Tali temperature erano date da un termometro a decimi messo sotto l'essicatore in vicinanza del vaso a resistenza. La lunghissima durata di ciascuna esperienza affidava che l'equilibrio termico tra il liquido ed il bulbo del termometro fosse raggiunto.

Nelle esperienze, per alcune coppie di liquidi, come ad esempio, per quelle tra il benzolo ed il toluolo, e tra lo xilolo ed il cumolo, si è operato sopra serie complete di proporzioni nei loro miscugli per vedere come queste influissero sui risultati. Per gli altri miscugli invece, si è operato sopra un solo percento, e ciò perchè, volendo fare diversamente, sarebbe occorso un tempo di molti mesi (basta ricordare che ognuna delle determinazioni richiedeva due giorni di tempo). Questa limitazione non toglie peraltro la generalità nei risultati perchè, come si vedrà in seguito, i miscugli tra le due coppie di liquidi scelti per le determinazioni a varie proporzioni, comprendono le due categorie distinte che ben riassumono gli altri casi.

I *percento* dei miscugli, infine, sono dati a volume perchè in tal modo interessano principalmente per le conseguenze che si vogliono trarre.

Nelle 6e colonne dei primi due quadri e nelle 5e degli altri sono *calcolate* le resistenze unitarie (riferite al cm.c.) $\rho_{(mc)}$, che avrebbero i miscugli in base alle resistenze unitarie dei liquidi componenti (supposte inalterate nel miscuglio) ed alle proporzioni o volume dei miscugli stessi. Il calcolo di $\rho_{(mc)}$ si è fatto quindi adoperando la nota formola:

$$\frac{a}{\rho_{(sciolto)}} + \frac{1-a}{\rho_{(solvente)}} = \frac{1}{\rho_{(mc)}} .$$

In cui a indica il volume di liquido sciolto nell'unità del volume del miscuglio; $\rho_{(sciolto)}$ e $\rho_{(solvente)}$ le resistenze unitarie dei liquidi componenti.

Nelle colonne 7a e 9a sono poi riportati i valori delle resistenze *unitarie* da assegnare a ciascuno dei liquidi componenti un miscuglio, supposto che l'uno di essi intervenga con la resistenza propria, e si *calcoli* quella dell'altro in base al suo percento ed alla resistenza trovata pel miscuglio stesso. Pel calcolo di tali resistenze ($\rho_{(sciolto)}$) si è adoperata la nota formola:

$$\frac{a}{\rho_{(sciolto)}} + \frac{1-a}{\rho_{(solvente)}} = \frac{1}{\rho_{(m)}} .$$

RISULTATI.

QUADRO I. - (1° metodo). Miscugli tra il *benzolo* ed il *toluolo* (liquidi a resistenze pressochè uguali tra loro).

Percento di ... a volume % (1)	Resistenze: Ottenute dall'esper. R (2)	Resistenze: Delle colonne liquide R_1 (3)	Resistenze: Unitarie (riferite al cmc). $\rho_{(mt)}$ (4)	Differenze tra le colonne contigue (5)	Resistenze unitarie calcolate dalla regola delle proporzioni a volume: Del miscuglio $\rho_{(mc)}$ (6)	Resistenze unitarie calcolate dalla regola delle proporzioni a volume: Del toluolo $\rho_{(sciolto)}$ (7)	Percento di benzolo a volume % (8)	Resist. unitarie calcol. pel benzolo in base alle resist. proprie del toluolo e dei miscugli ed alle proporzioni a volume. ρ' (sciolto) (9)
0	$4,3.10^{14}$	$5,8.10^{14}$	$8,5.10^{13}$	±0	$8,5.10^{13}$	—	100	$8,5.10^{13}$
0,15	4,1 »	5,4 »	7,8 »	+0,7	8,5 »	$0,1.10^{13}$	99,85	7,8 »
1,0	3,9 »	5,0 »	7,3 »	+1,2	8,5 »	0,5 »	99,0	7,3 »
6,0	2,4 »	2,8 »	4,1 »	+4,3	8,4 »	1,2 »	94,0	4,0 »
21,0	2,3 »	2,7 »	4,0 »	+4,2	8,2 »	2,6 »	79,0	3,5 »
37,0	1,6 »	1,8 »	2,6 »	+5,4	8,0 »	2,1(?)»	63,0	1,9 »
50,0	0,9 »	0,9 »	1,3 »	+6,4	7,7 »	2,6 »	50,0	0,7 »
71,0	1,4 »	1,4 »	2,0 »	+5,5	7,5 »	1,5(?)»	29,0	0,7 »
99,9	1,8 »	1,8 »	2,6 »	+4,5	7,1 »	2,6 »	1,0	0,4 »
99,9	2,8 »	2,8 »	4,1 »	+3	7,1 »	4,1 »	0,1	0,001»
100,0	4,9 »	4,9 »	7,1 »	±0	7,1 »	7,1 »	0	—

QUADRO II. - (1° metodo). Miscugli tra lo *xilolo* (meta) ed il *cumolo* (caso di liquidi a resistenze molto differenti tra loro).

Percento di ... a volume % (1)	Resistenze: Ottenute dall'esper. R (2)	Resistenze: Delle colonne liquide R_1 (3)	Resistenze: Unitarie (riferite al cmc) $\rho_{(mt)}$ (4)	Differenze tra le colonne contigue (5)	Resistenze unitarie calcolate dalla regola delle proporzioni a volume: Del miscuglio $\rho_{(mc)}$ (6)	Resistenze unitarie calcolate dalla regola delle proporzioni a volume: Del cumolo $\rho_{(sciolto)}$ (7)	Percento di xilolo a volume % (8)	Resist. unitarie calcol. per lo xilolo in base alle res proprie del cumolo e dei miscugli ed alle proporzioni a volume. ρ' (sciolto) (9)
0	$6,1.10^{14}$	$9,4.10^{14}$	$1,3.10^{14}$	±0,0	$1,3.10^{14}$	—	100	$-1,3.10^{14}$
3	1,7 »	1,9 »	2,7 »	+5,3	$8,0.10^{13}$	$0,1.10^{13}$	97	$-3,0.10^{13}$
4	1,4 »	1,7 »	2,5 »	+4,6	7,1 »	0,12 »	96	−2,9 »
29	1,2 »	1,3 »	1,9 »	±0,0	1,9 »	0,6 »	71	−1,5 »
41	1,2 »	1,3 »	1,9 »	−0,5	1,4 »	0,8 »	59	−3,7 »
69	1,2 »	1,3 »	1,9 »	−1,1	0,8 »	1,4 »	31	−0,5 »
86	0,7 »	0,7 »	1,0 »	−0,3	0,7 »	0,9 »	14	−0,3 »
99,85	0,5 »	0,5 »	0,7 »	−0,1	0,6 »	0,7 »	0,14	−0,006 »
100	0,4 »	0,4 »	0,6 »	±0,0	0,6 »	0,6 »	0,0	—

Liquidi e miscugli studiati ad una sola proporzione.

QUADRO III. - (1° metodo). *Xilolo* (meta) ed *Ettano*.

Percento di xilolo a volume %	RESISTENZE			
	Ricavate dall' esperienza R	Delle colonne liquide R_1	Unitarie (riferite al cmc) $\rho_{(ml)}$	Unitarie ricavate dalla regola delle proporzioni a volume $\rho_{(mc)}$
0	$4,1.10^{14}$	$5,4.10^{14}$	$7,8.10^{13}$	$7,8.10^{13}$
41,6	4,7 »	1,9 »	2,7 »	9,9 »
100	6,1 »	9,4 »	$1,3.10^{14}$	$1,3.10^{14}$

QUADRO IV. - (1° metodo). *Esano* ed *Ettano* (percento di ettano).

0	∞	∞	∞	∞
48,6	$4,1.10^{14}$	$5,4.10^{14}$	$7,8.10^{13}$	$1,6.10^{14}$
100	4,1 »	5,4 »	7,8 »	$7,8.10^{13}$

QUADRO V. - (1° metodo). *Esano* e *Tetracloruro di carbonio* (percento di tetracloruro di carbonio).

0	∞	∞	∞	∞
48,8	$7,3.10^{14}$	$1,2.10^{15}$	$1,7.10^{14}$	$2,7.10^{14}$
100	6,1 »	$9,4.10^{14}$	1,3 »	1,3 »

QUADRO VI. - (2° metodo). *Solfuro di carbonio* e *Tetracloruro di carbonio* (percento di solfuro di carbonio).

0	$6,1.10^{14}$	$9,4.10^{14}$	$1,3.10^{14}$	$1,3.10^{14}$
51,4	$2,2.10^{13}$	$7,9.10^{12}$	$1,2.10^{12}$	$2,3.10^{13}$
100	$7,9.10^{12}$	7,9 »	1,2 »	$1,2.10^{12}$

QUADRO VII. - (2° metodo). *Solfuro di carbonio* ed *Ettano* (percento di solfuro di carbonio).

0	$4,1.10^{14}$	$5,4.10^{14}$	$7,8.10^{14}$	$7,8.10^{14}$
41,6	$7,5.10^{13}$	$7,5.10^{13}$	$1,1.10^{13}$	$2,9.10^{13}$
100	$7,9.10^{12}$	$7,9.10^{12}$	$1,2.10^{12}$	$1,2.10^{12}$

QUADRO VIII. - (2° metodo). *Solfuro di carbonio* ed *Esano.*

Percento di solfuro di carb. a volume %	RESISTENZE			
	Ricavate dall'esperienza R	Delle colonne liquide R_1	Unitarie (riferite al cmc) $\rho_{(ml)}$	Unitarie calcolate dalla regola delle proporzioni a volume $\rho_{(mc)}$
0	∞	∞	∞	∞
39,8	$8,0.10^{13}$	$8,0.10^{13}$	$1,2.10^{12}$	$3,0.10^{12}$
100	$7,9.10^{12}$	$7,9.10^{12}$	1,2 »	$1,2.10^{12}$

QUADRO IX. - (2° metodo). *Carvene* e *Bromobenzolo* (percento di bromobenzolo).

0	$2,3.10^{12}$	$2,3.10^{12}$	$3,3.10^{11}$	$3,3.10^{11}$
46,6	$1,8.10^{11}$	$1,8.10^{11}$	$2,6.10^{10}$	$1,9.10^{10}$
100	$6,2.10^{10}$	$6,2.10^{10}$	$9,0.10^{9}$	$9,0.10^{9}$

QUADRO X. - (2° metodo). *Bromobenzolo* e *Cloroformio* (percento di cloroformio).

0	$6,2.10^{10}$	$6,2.10^{10}$	$9,9.10^{9}$	$9,9.10^{9}$
34	2,3 »	2,3 »	3,3 »	7,2 »
100	3,2 »	3,2 »	4,7 »	4,7 »

QUADRO XI. - (2° metodo). *Carvene* e *Cloroformio* (percento di cloroformio).

0	$2,3.10^{12}$	$2,3.10^{12}$	$3,3.10^{11}$	$3.3.10^{11}$
50,3	$9,1.10^{10}$	$9,1.10^{10}$	$1,3.10^{10}$	$0,9.10^{10}$
100	3,2 »	3,2 »	$4,7.10^{9}$	$4,7.10^{9}$

Conclusioni.

Dai precedenti risultati si può concludere:

1° — Senza indagare il meccanismo interno della conducibilità dei liquidi coibenti, si può affermare che la distinzione

in modo assoluto tra essi e gli altri, riconosciuti come conduttori, non si può in alcun modo stabilire, giacchè, col perfezionarsi dei metodi sperimentali, si trova che tutti i liquidi coibenti accusano tracce (quantunque debolissime) di conducibilità propria. Nei liquidi da me studiati, soltanto l'*esano* è riportato come avente una resistenza pressochè infinita; ma se si riflette al limite massimo a potersi raggiungere nella misura delle resistenze col primo dei due metodi tenuti, dovremo dire più propriamente che, per tale liquido, la resistenza (sotto volume e forma identica a quelle del vaso V) non è inferiore a $4.10^{15}\,\Omega$.

Molti autori, tra i quali il Bouty, giunsero indirettamente ad analoga conseguenza. Così quest'ultimo, in un lavoro, precedentemente citato, dimostrò, per tutti i corpi, solidi, liquidi od in soluzione, la coesistenza del potere induttore specifico e della conducibilità elettrica.

2° — Le resistenze elettriche $\rho_{(mt)}$ dei miscugli dei liquidi che vanno sotto il nome di isolanti, non coincidono con quelle calcolate ($\rho_{(mc)}$) in base alle resistenze dei liquidi componenti ed alle proporzioni secondo cui essi entrano a formare il miscuglio. Così nei quadri III e seguenti (riferibili a miscugli eseguiti in una sola proporzione variabile da 34 al 51 %) i valori trovati di $\rho_{(mt)}$ sono sempre minori di quelli calcolati $\rho_{(mc)}$. Fanno eccezione soltanto i miscugli, nei quali entra il carvene, essendo per questi, invece: $\rho_{(mt)} > \rho_{(mc)}$.

3° — La differenza tra i valori calcolati $\rho_{(mc)}$ e quelli trovati $\rho_{(mt)}$ varia col percento del miscuglio; ciò risulta dalle colonne 5ᵉ dei quadri I e II, riferibili ai miscugli a varie proporzioni, tra benzolo e toluolo e tra xilolo (meta) e cumolo. Questi due casi, si può dire comprendano, salvo qualche piccola eccezione, due categorie di miscugli; il primo è riferibile a quella, nella quale i liquidi componenti ciascun miscuglio, hanno resistenze proprie pressochè uguali; il secondo rappresenta invece tutti i miscugli, in cui i liquidi componenti hanno resistenze molto differenti. Riguardo alle differenze ($\rho_{(mc)} - \rho_{(mt)}$) si vede che per il caso dei miscugli tra benzolo e toluolo ed analoghi, esse riescono sempre positive: partono da zero, raggiungono un massimo (proporzione del 50 % di toluolo nel

caso riportato) e ritornano poi allo zero. Nel quadro II (caso dei miscugli tra xilolo e cumolo ed analoghi), in cui le resistenze dei due liquidi componenti sono molto differenti tra loro (il loro rapporto supera 21,6) le differenze ($\rho_{(mc)} - \rho_{(ml)}$) partono dallo zero, raggiungono presto un massimo positivo, indi diminuiscono, ritornano allo zero, per diventare quindi negative e subire lo stesso andamento nel senso di tale segno (colonna 5, quadro II).

Inoltre le resistenze trovate per i miscugli della prima categoria già menzionata (aventi liquidi componenti con resistenze pressochè uguali) sono sempre minori delle resistenze proprie dei liquidi componenti (caso dei miscugli tra benzolo e toluolo, xilolo ed ettano, bromobenzolo e cloroformio). In questi casi eseguendo miscugli a varie proporzioni, i valori di $\rho_{(mt)}$ vanno diminuendo fino ad un minimo, poi prendono a crescere per raggiungere la resistenza propria del liquido sciolto (colonna 4, quadro I). Non passano invece pel minimo i valori di $\rho_{(mt)}$ riferibili a miscugli di liquidi dell'altra categoria, avente i liquidi componenti con resistenze molto differenti (colonna 4, quadro II).

4° — I numeri delle colonne 7 e 9 dei quadri I e II, ci dicono che le resistenze $\rho_{(sciolto)}$ e $\rho'_{(sciolto)}$ (quelle cioè calcolate per ciascuno dei due liquidi d'un miscuglio, in base alla resistenza trovata dell'altro liquido al percento del miscuglio ed alla resistenza propria (trovata) del miscuglio stesso), sono variabili col percento, sotto il quale il liquido (cui $\rho_{(sciolto)}$ si riferisce) entra nel miscuglio. Così nelle mescolanze tra benzolo e toluolo ed analoghe, i valori di $\rho_{(sciolto)}$, tanto pel benzolo che pel toluolo, vanno crescendo, a misura che cresce il loro percento, fino a ridursi alla resistenza propria.

Questo risultato si può enunciare nel seguente modo: *La conducibilità che uno di tali liquidi ha quando viene sciolto in un altro di conducibilità propria pressochè uguale, cresce con la diluizione.*

Inoltre il rapporto tra la resistenza propria di ciascuno di tali liquidi e la minima per esso calcolata è: Pel toluolo: $\frac{7,1.10^{13}}{0,1.10^{13}} = 71$ e pel benzolo: $\frac{7,8.10^{13}}{0,001.10^{13}} = 7800$. Questo risultato

ci mostra che l'abbassamento delle resistenze calcolate, rispetto a quella propria, è maggiore pel benzolo sciolto nel toluolo che viceversa. Il toluolo cioè ha maggior potere ad abbassare la resistenza del benzolo sciolto in esso, di quello che non abbia il benzolo verso il toluolo.

5° — Per il miscuglio tra xilolo e cumolo ed analoghi, i valori di $\rho_{(sciolto)}$ per quest'ultimo (liquido meno resistente dell'altro) vanno aumentando fino ad un massimo (colonna 7, quadro II) per poi diminuire fino a ridursi alla resistenza propria di esso liquido. I valori di $\rho_{(sciolto)}$ per lo xilolo (liquido più resistente), percorrendoli nel senso crescente dei percenti, (colonna 9, quadro II) cominciano con l'essere negativi, vanno poi crescendo in valore assoluto, indi s' invertono di segno e continuano a crescere fino al valore $1{,}3.10^{14}\ \Omega$ corrispondente alla resistenza propria di tale liquido.

Il significato algebrico del segno negativo ottenuto è soltanto quello per cui i valori di $\rho_{(mt)}$ (resistenza trovata per i miscugli) non variano di tanto in relazione del percento a per modo che non si verifica la relazione:

$$\frac{\rho_{(mt)}}{1-a} < \rho_{(solvente)}\,.$$

Fisicamente poi i numeri negativi, trovati per valori di una resistenza, non possono, per sè stessi avere senso alcuno; ma ci indicano però che qualche cosa di anormale (come ad esempio la formazione d'un nuovo composto) deve essere avvenuto nel miscuglio, a partire dalle proporzioni tra 71 e 59 °/₀ di xilolo, per modo che la formola, dalla quale si sono ricavati i valori di $\rho_{(sciolto)}$, non può essere applicata a partire da quel percento in giù. Questo modo di vedere sembra essere rafforzato dal fatto che i valori trovati per $\rho_{(mt)}$, a partire dalla proporzione indicata, si mantengono costanti dal 71 al 31 °/₀ e variano talmente in seguito per modo che il decremento relativo fino alla minima proporzione, è molto più piccolo di quello che si verifica tra il 100 ed il 71 °/₀, quantunque questo intervallo fosse meno della metà di quello prima considerato (tra 71 e 0 °/₀).

6° — Anche in questo miscuglio il rapporto tra la resistenza propria di ciascun liquido e la minima, per esso calcolata, è molto differente tra cumolo e xilolo, riuscendo pel primo: $\frac{0,6.10^{13}}{0,1.10^{13}} = 6$, e pel secondo $\frac{1,3.10^{14}}{0,006.10^{13}} = 21666$. Questo risultato, per le stesse ragioni già esposte pel caso tra benzolo e toluolo, si può riassumere dicendo che il cumolo ha maggior potere ad abbassare la resistenza del xilolo (meta) sciolto in esso, di quello che non abbia lo xilolo (meta) verso il cumolo.

7° — Tutti i precedenti risultati dimostrano quali e quante profonde modificazioni avvengono nei liquidi in seno delle loro soluzioni.

Napoli, Istituto Fisico della R. Università.
Dicembre 1901.

NUOVE RICERCHE SULLA POLARIZZAZIONE ROTATORIA MAGNETICA NELL' INTERNO DI UNA RIGA D' ASSORBIMENTO.

Nota del Dott. O. M. CORBINO.

1. In un precedente lavoro [1]) ebbi a ricercare il senso della polarizzazione rotatoria magnetica nell' interno di una delle righe di assorbimento del sodio, trovando che la rotazione, se pure si produceva, era nello stesso senso che fuori la banda, e non superava i 18°. Non avveniva però certamente in senso inverso, come si sarebbe potuto dedurre dall' ipotesi che la rotazione fosse dovunque proporzionale alla derivata $\frac{dn}{d\lambda}$ dell'indice rispetto alla lunghezza dell'onda. Ritenni quindi che tale risultato fosse in contradizione con la teoria. Tale conclusione attirò l'attenzione del Prof. Voigt il quale, in una recente Nota [2]), confermò con la sua teoria generale la mia previsione che nell' interno la rotazione dovesse avvenire in senso opposto a quello fuori la banda, ma, interpretando in un

1) Rend. Linc. 10, p. 137, 1901.
2) Ann. der Phys. B. 6, p. 784, 1901.

modo speciale le mie esperienze, concluse « che esse, invece di contraddire, confermano la teoria in una nuova direzione ».

2. Per intendere l'interpretazione con la quale il Professore Voigt mise d'accordo le mie esperienze con la previsione della teoria è necessario ricordare la disposizione sperimentale da me impiegata.

Un fascio di luce solare attraversava un nicol, la fiamma collocata tra i poli della elettrocalamita, un triprisma di quarzo di Fresnel e un altro nicol; e veniva infine esaminato con un reticolo Rowland. Le cose eran disposte in modo che nel campo dell'oculare si avessero ben nette le righe di Fraunhofer e le frange orizzontali dovute al triprisma. Queste riuscivano ancora nettamente visibili all'interno delle righe di assorbimento. Eccitando il campo le frange si inflettevano fortemente in vicinanza delle righe, ma nell'interno della riga restavano rettilinee, e, se si spostavano, questo spostamento avveniva nello stesso senso che fuori, e di una quantità che potei valutare inferiore a $^1/_{10}$ di frangia, il che corrisponde appunto a una rotazione inferiore a 18°.

Per conciliare questo risultato, che a me parve nettissimo, con la previsione opposta dedotta dalla teoria, il Prof. Voigt osserva intanto che per l'inflessione delle frange fuori la banda e la loro sparizione in una striscetta di transizione con l'interno, non si può stabilire di quale delle frange esterne sia continuazione una delle interne. E quindi lo sperimentatore, per accertarsi del senso dello spostamento nell'interno, non potrà che accrescere l'intensità del campo e osservare in che senso il nuovo spostamento avviene. Egli osserverà un movimento, per es., verso l'alto; ma siccome, al di là di un certo valore del campo, la rotazione, pur restando inversa, deve per la teoria diminuire al crescere del campo, questo spostamento piccolo verso l'alto sarà invece diminuzione del grande spostamento inverso iniziale.

In verità non mi pare che dalla mia breve Nota si possa ricavare essermi io servito, per venire alla conclusione, proprio di questo criterio che poteva condurre a una interpretazione opposta al vero. Il metodo da me allora seguito non poteva condurre a tale errore di interpretazione, perchè lo

spostamento delle frange fu seguito permanentemente durante un accrescimento continuo del campo dal valore zero al suo valore massimo, nè mi capitò di osservare traccia alcuna di questo spostamento, da me veramente non aspettato, prima in basso e poi di nuovo, lentamente, verso l'alto.

Ma in vista della grande autorità che deve attribuirsi a un parere del Prof. Voigt, io ho voluto riprendere le esperienze, convinto però che, se errore io avevo commesso, si trattasse di un errore di osservazione, per cause disturbatrici, e non di errore d'interpretazione.

E il risultato ha confermato le mie prime esperienze, e messo fuori dubbio che la rotazione nell'interno di una delle righe del sodio avviene nello stesso senso che fuori. I metodi da me seguiti e le precauzioni prese son parecchie; credo bene in questo caso riferirle con numerosi particolari.

Esperienze col triprisma.

3. In una apertura praticata nella finestra d' una stanza oscura era innestato un porta luce; il fascio di luce solare di ristrette dimensioni traversava un nicol fissato a un sostegno in ottone, quindi un elettrocalamita Weiss nel senso del suo asse, il triprisma a spigoli orizzontali, un altro nicol girevole su un cerchio verticale graduato e infine la lente cilindrica che lo mandava sul reticolo. Tutti i sostegni dei varii pezzi erano in ottone o in legno; inoltre le varie parti del sistema ottico eran perfettamente allineate e con gli assi rispettivi sull' asse del fascio.

Le frange orizzontali localizzate del triprisma si riproducono nette nel fuoco coniugato di esso rispetto allo specchio concavo su cui è tracciato il reticolo. Ivi si colloca l'oculare, e si sposta la lente cilindrica in modo da vedersi nettamente le righe di Fraunhofer. Per avere maggiore libertà nella scelta delle distanze e potere a volontà disporre il triprisma prima o dopo l'elettrocalamita ho dovuto rinunziare al dispositivo classico di Rowland che del resto imponeva delle esigenze di spazio inconciliabili con le dimensioni della stanza. Lo spettro però era nettissimo ugualmente, ed io potevo ottenere, il che non

era senza importanza lavorando da solo, di maneggiare comodamente, osservando il campo nell'oculare, il nicol analizzatore o gli altri pezzi che bisognava avere a portata di mano con gli altri metodi di cui dirò appresso.

La fiamma Bunsen disposta tra i poli, ad altezza conveniente, investiva dai due lati due perle di bromuro di sodio fuso in antecedenza. Si ottenevano così per un tempo sufficiente bande di una lunghezza (per la D_2) eguale a $^1/_4$ della distanza tra le due D.

L'elettrocalamita era eccitata per mezzo della corrente stradale (a 150 Volt) e un reostato a lampade in derivazione, coperte in modo che la loro luce non fosse di disturbo.

La distanza dei poli fu quasi sempre di 25 $^m/_m$.

Un amperometro inserito nel circuito permetteva la misura dell' intensità della corrente, da cui si passava a quella del campo per mezzo di un diagramma tracciato in antecedenza con l'impiego di una vaschetta di vetro a pareti sottilissime e inattive, contenente solfuro di carbonio.

Per fissare la posizione delle frange si ricorreva o ad un filo di bozzolo teso sulla faccia del triprisma o ad un altro simile teso nell'oculare.

Era mia intenzione di disporre uno dei fili nel centro di una frangia luminosa e dopo eccitato il campo spostare il nicol analizzatore fino a riportare la frangia sul filo, qualora, s'intende, ci fosse stato spostamento.

Questo spostamento si manifestò indubbiamente nello stesso senso che fuori la banda, invertendosi col senso del campo. E si potè constatare che al crescere lentamente del campo lo spostamento si produceva regolarmente e le frange restavano rettilinee senza esser mai perdute di vista, mentre quelle esterne si inflettevano sempre più.

Ma la misura esatta della rotazione e il modo come varia col campo non potè farsi bene con questo metodo per la seguente ragione.

Non potevo riferire le frange al filo teso sulla faccia del triprisma, poichè, formandosi le frange in un piano non contenente il filo, si osservano degli spostamenti, indipendentemente dal campo, per l' errore di parallasse durante il piccolo spo-

stamento del fascio solare; e molto meno poteva ricorrersi per la misura al filo teso nell'oculare, perchè la rotazione dell'analizzatore per riportare al posto di prima la frangia provoca degli spostamenti di tutto il fascio e quindi del campo di visione rispetto al filo fisso nell'oculare.

Le cose si complicano con poli più vicini e con correnti più intense.

All'eccitazione del campo la fiamma con i vapori viene aspirata nel canale dell'elettrocalamita, e il fascio luminoso viene a un certo puntò estinto interamente dalla massa di vapore che vi si accumula. Oltre a ciò la fiamma si deforma per effetto del campo magnetico, e tutto il campo luminoso viene deviato e deformato fino a ottenersi la sparizione delle frange e del filo in una metà di esso, con la ricomparsa solo quando si trasporti l'oculare sulla retta che lo unisce al reticolo di parecchi centimetri. Ciò avviene anche senza i vapori di sodio, ma con la semplice fiamma Bunsen, come se delle frange localizzate prima della fiamma questa, con l'azione del campo, produca immagini virtuali deviate a differente distanza.

Per tuttociò era preferibile collocare il triprisma dopo la elettrocalamita, disporre la fiamma simmetricamente tra i poli e tener questi piuttosto lontani. È perciò che in tutte queste esperienze mi son tenuto per tale distanza a 25 $^m/_m$, ma per le altre cause di errore non credei opportuno servirmi di questo metodo per le misure. Ciò però non infirma l'esattezza del senso dello spostamento e della sua piccolezza, poichè, finchè si trattava di accertar ciò, si poteva procedere abbastanza rapidamente da non aver da temere lo spostamento solare.

Esperienze col compensatore di Babinet.

4. Un altro inconveniente del triprisma consisteva in ciò che le frange orizzontali con esso ottenute erano troppo serrate, contandosene nella piccola altezza del campo una ventina. In queste condizioni spostamenti compresi tra zero e un decimo di frangia non riuscivano misurabili agevolmente. Nel triprisma di Fresnel così come è costruito, per dimostrare cioè lo sdoppiamento dei due circolari inversi, il sistema equi-

vale ad un cuneo di quarzo ad angolo non molto acuto e quindi a spessore rapidamente crescente. A me occorreva invece o un cuneo di quarzo acutissimo, a spessore lentissimamente crescente, o meglio ancora la riunione di due cunei uno destrogiro e l'altro levogiro, disposti come nel compensatore di Babinet.

È facile però trasformare un compensatore di Babinet (per polarizzazione ellittica) in un compensatore per polarizzazione rotatoria, cioè in un sistema che dia luce polarizzata rettilineamente *in tutti i punti* ma con rotazioni lentamente crescenti dai due lati di una linea neutra. Basta disporre il compensatore di Babinet con la sua sezione principale a 45° dal primo nicol e disporre quindi una lamina quarto d'onda con la sua sezione parallela o normale al primo nicol.

In queste condizioni dai punti del compensatore escono raggi polarizzati ellitticamente, ma dappertutto con gli assi orientati parallelamente al primo nicol, e quindi la lamina quarto d'onda ristabilirà in tutti i punti la polarizzazione rettilinea, secondo la diagonale del rettangolo circoscritto.

Effettivamente, servendomi di questo mezzo, io potei avere nel campo solo due larghe frange orizzontali, che, girando l'analizzatore di 180°, restando sempre oscurissime, si spostavano di una lunghezza uguale al loro intervallo.

In questo caso però il compensatore e la mica debbono disporsi prima dell' elettrocalamita, poichè il loro sistema è equivalente al triprisma solo quando il piano di polarizzazione della luce incidente è dovunque parallelo alla sezione principale della mica, ciò che non avviene quando la luce ha attraversato la fiamma.

In queste condizioni alla chiusura del campo magnetico, l'aspetto assunto dagli sbarroni è quanto mai interessante. Lo si può immaginare ricordando che a una rotazione di 180° corrisponde una inflessione di poco meno che tutta la altezza del campo di visione, mentre sui bordi della banda la rotazione raggiunge 315°.

Col compensatore di Babinet l' errore di parallasse è evitato, perchè, essendo tutto il sistema meno spesso del tripri-

sma, il filo può disporsi ben vicino al piano in cui si hanno le frange localizzate.

Infine le deviazioni possibili prodotte dalla fiamma non avranno influenza perchè esse si produrranno sulle frange e sul filo insieme; quindi il loro spostamento relativo, compensato con la vite micrometrica, o con una rotazione dell' analizzatore, ci darà il vero valore della rotazione nell'interno.

Nelle esperienze definitive si procedeva nel modo seguente. Mettendo a posto il solo compensatore, spostandolo ed orientandolo convenientemente, si cercava di aver ben nette nell'oculare le righe di Fraunhofer e il filo orizzontale teso sul compensatore.

Quindi s'introducevano sul cammino dei raggi l' analizzatore e il polarizzatore, orientandoli in modo che, con o senza il compensatore interposto, il fascio fosse interamente estinto, con che la sezione del compensatore era parallela e normale ai due nicol i quali di più facevano tra di loro un angolo di 90°.

Dopo ciò, tolto il compensatore, si rotava l' analizzatore (mobile, come si è detto, su un cerchio graduato) esattamente di 45°, e si girava il polarizzatore (non munito di cerchio) fino a ottenere l'estinzione. Così quest' ultimo si era portato esattamente a 45° del compensatore. Quindi s' introduceva la mica quarto d'onda orientandola in modo che i due nicol restassero all'oscurità, allora si era sicuri che la sua sezione era parallela o normale al polarizzatore. Rimettendo a posto il compensatore l'aggiustamento era finito.

Il campo di visione era allora solcato da due larghe frange nere orizzontali che, spostandosi, restavano oscure per qualunque posizione dell'analizzatore.

Si spostava allora quest'ultimo fino a che il filo si trovasse nel centro della frangia luminosa, o meglio a uguale distanza dalle due frange nere. Questa posizione dell' analizzatore corrispondeva perciò a una rotazione zero prodotta dalla fiamma.

Chiudendo il campo si osservava, oltre alla grande inflessione delle frange fuori la banda, uno spostamento dentro di essa. Rotando l'analizzatore si annullava questo spostamento, si aveva così direttamente in gradi il valore di questa rotazione.

Le rotazioni osservate furono sempre nello stesso senso che fuori la banda, e poterono valutarsi con una incertezza di $\pm 1^{\circ}$. Talvolta per inesattezza dello zero iniziale le due rotazioni opposte, avute invertendo il campo, non avevano lo stesso valore assoluto. Malgrado queste incertezze ho potuto determinare, dopo numerose esperienze, i valori delle rotazioni corrispondenti a diverse intensità del campo.

In questa tabella appunto i indica la corrente magnetizzante, H l'intensità del campo, e ρ la rotazione osservata.

i (amp)	H	ρ	$\frac{H}{\rho}$
1,1	900	2°	450
2	2200	5°	440
3	3000	7	428
5,5	4200	9	464
7,3	5100	10	510
8,7	5600	10,7	523
10	5785	11	525
20	8571	16,5	519

Tali determinazioni non hanno la pretesa di condurre a una legge sull'influenza del campo. Osserverò solo che la rotazione cresce regolarmente con l'intensità del campo, anzi sembra che i valori di $\frac{H}{\rho}$ si conservino abbastanza prossimi tra loro.

È da notare che i primi valori di ρ, dato il limite di errori sopra riferito, sono molto incerti. Non è però meno certo che il fenomeno da quando è constatabile procede regolarmente e sempre in un senso.

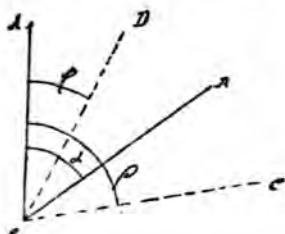
Ciò è tanto più rimarchevole in quanto che le rotazioni negative previste dalla teoria di Voigt sono di ben altro ordine di grandezza. Infatti riferendoci alla formula (8) della sua Nota se ne deduce che da $P = 0$ fino a $P = \sqrt{12}$, essendo P proporzionale al campo, la rotazione inversa dentro la banda deve essere maggiore in valore assoluto di quella che si ha fuori la banda, ove come sappiamo può divenire 315°. E anche per valori maggiori del campo, per es. per tutti quelli che fu-

ron presi di base dal Voigt per la costruzione della fig. 1ª della sua Nota, essa è sempre grandissima.

Esperienza con la lamina di mezza onda.

5. Ho voluto verificare il risultato precedente con un metodo diretto. Interponiamo nel cammino del fascio, dopo l'elettrocalamita, una lamina di mezza onda che sia traversata dalla sola metà superiore del fascio [1]).

Si abbia come prima un polarizzatore all'entrata del fascio e un analizzatore avanti la lente cilindrica, comunque orientati. È facile prevedere le apparenze che si avranno nelle due metà del campo eccitando l'elettrocalamita.

Nella metà in cui le due miche si elidono avremo le apparenze già descritte dal Prof. Macaluso e da me, cioè una rotazione del piano di polarizzazione rapidamente crescente dall'esterno verso i bordi della banda, ovunque nel senso della corrente magnetizzante. Nell' altra metà in cui agisce la lamina mezza onda, se questa fa un angolo α col polarizzatore, all'uscita della fiamma e della mica la disposizione dei piani di polarizzazione sarà quella che si otterrebbe invertendo il campo e girando il polarizzatore dell'angolo 2α, cioè portandolo nella posizione simmetrica dell'attuale rispetto all' asse della mica. Infatti se O A è la direzione del polarizzatore, e OB la orientazione della lamina, se si rappresenta con $\rho = f(\lambda)$ la rota-

1) Si ottiene facilmente lo scopo con una lamina Bravais a quarti d'onda cui sia addossata una lamina semplice quarto d'onda orientata parallelamente a una della metà della Bravais. Così in metà di questa il sistema è equivalente a una lamina mezza onda, nell'altra metà le due miche si neutralizzano. La linea di separazione delle due metà è disposta orizzontalmente in modo che nel campo dell'oculare si abbia l'immagine netta di una linea data dallo specchio del reticolo.

zione prima della lamina per i vari valori di λ, dopo il passaggio attraverso la mica il valore della rotazione sarà

$$\rho' = f'(\lambda)$$

con la condizione

$$\widehat{DOB} = \widehat{BOC}$$

cioè

$$\rho - \alpha = \alpha - \rho'$$

da cui si deduce, come si era enunciato,

$$\rho' = 2\alpha - \rho.$$

In particolare se l'asse della mica è parallelo al polarizzatore cioè

$$\alpha = 0$$

sarà

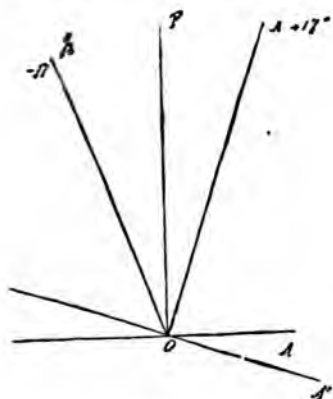
$$\rho' = -\rho$$

cioè nella metà del campo in cui agisce la lamina mezza onda la distribuzione dei piani di polarizzazione sarà uguale a quella che si otterrebbe per una inversione del campo.

Se nell' interno della banda la rotazione fosse nulla, sarebbe $\rho' = -\rho = 0$ e quindi nelle due metà del campo entro la banda si avrebbero quantità di luce uguali per qualunque posizione dell'analizzatore.

Invece se, come avviene, la rotazione per il massimo valore del campo è $+17^\circ$, collocando l'analizzatore normalmente al polarizzatore si avranno illuminamenti uguali nelle due metà del campo, essendo le due direzioni OA e OB corrispondenti alle rotazioni delle due metà di $+17^\circ$ e -17° ugualmente inclinate rispetto al polarizzatore O A, mentre girando l'analizzatore d'un angolo $+17^\circ$ fino a dargli la posizione OA' si estinguerà l'interno della banda per la metà del campo ove la rotazione magnetica è positiva, non si estinguerà nell'altra metà. Questa conseguenza ho io verificata sperimentalmente nel modo che segue.

Chiudendo il campo in un senso determinato e girando l'analizzatore, per es. in senso destrogiro, nella metà inferiore

nel campo si vedevano muovere le bande dall'esterno verso i bordi della riga di assorbimento. Ciò dimostrava che in quella

metà del campo la distribuzione dei piani era quella dovuta a un campo destrogiro. Collocando l' analizzatore normalmente al polarizzatore ed eccitando l'elettrocalamita, l' interno della banda era egualmente luminoso nelle due metà. Allora girando l'analizzatore di + 17°, in O A', si estingueva la luce nell' interno della banda nella metà inferiore del campo, cioè ove la rotazione prodotta dal campo era destrogira.

Ciò dimostra che nell'interno della riga la luce era girata di + 17°. Portando il nicol analizzatore a — 17° invece si oscurava l'interno della banda nella metà superiore del campo come era da prevedere.

La stessa verifica ho potuto fare per i diversi valori del campo. Questa esperienza è decisiva perchè permette di essere eseguita nelle condizioni più semplici ed è di risultato nettissimo. Essa conferma qualitativamente e anche quantitativamente, per quanto meno sensibile alla misura, i risultati ottenuti col compensatore di Babinet.

Conclusione.

6. Il risultato sperimentale è stato ottenuto con una delle righe del sodio; ma prima di confrontarlo con la previsione teorica bisogna tener conto del fatto che per la vicinanza

delle due righe dovute a quel metallo, nell' interno dell' una può essere ancora sensibile la rotazione positiva prodotta dall'altra nelle sue adiacenze.

Effettivamente, servendomi di determinazioni antecedenti, ho potuto calcolare che per un campo di 4500 unità e per righe della stessa larghezza la rotazione dovuta alla presenza della riga sottile nel posto ove si ha la riga larga, qualora questa non si formasse, sarebbe inferiore a 3°, mentre la rotazione osservata è superiore a 9°. Non v'è quindi dubbio che la rotazione prodotta per effetto della riga larga, nell'interno di essa, è positiva.

Si può quindi concludere:

Nell'interno di una delle righe d'assorbimento del sodio, contrariamente a quanto prevede la teoria, la rotazione magnetica del piano di polarizzazione avviene nello stesso senso che fuori la riga; essa è molto piccola, e cresce in modo continuo col campo con legge approssimativa di proporzionalità semplice.

Palermo, Istituto Fisico della R. Università.
Gennaio 1902.

INFLUENZA DI UN DIELETTRICO SOLIDO INTERPOSTO FRA LE PALLINE DI UNO SPINTEROMETRO SULLA LUNGHEZZA DELLA SCINTILLA.

Ricerche sperimentali del Prof. S. LUSSANA
e del Dott. P. CARNAZZI.

Già parecchi fisici, fra cui citeremo il Baille, il Paschen l' Obermeyer, l' Heydweiller, il Righi, il Wesendonk, il Pierce ecc., dimostrarono che la lunghezza della scintilla che scatta fra le palline di uno spinterometro è influenzata dalla presenza di dielettrici o di conduttori comunicanti o meno col suolo. La maggior parte di essi si limita ad esaminare quanto avviene quando il corpo perturbatore è posto in vicinanza della scintilla, mentre il Righi[1]) dimostrò che una pallina metallica

1) A. Righi. Ricerche sperimentali sulle scariche elettriche. Nuovo Cim. (2), 16, 97, 1876.

posta fra i due elettrodi in modo da suddividere la scintilla, diminuisce il potenziale di scarica; il Wesendonk [1]) sommariamente accenna ad alcune esperienze eseguite ponendo un dielettrico od un piccolo conduttore isolato fra i due elettrodi di uno spinterometro ed asserisce che un *isolante così come un piccolo conduttore isolato* aumentano la lunghezza della scintilla se avvicinati all' anodo senza che per questo la tensione agli elettrodi varii; il Pierce [2]) ponendo una lastra di vetro fra due dischi di ottone riuniti agli elettrodi di una Toepler, osserva che la lunghezza della scintilla aumenta nel rapporto da uno a 2.3 quando striscia sulla superficie del vetro [3]). Questo fenomeno, che aveva attirato già da tempo la nostra attenzione, abbiamo sottoposto ad un minuto esame e riteniamo non del tutto inutile di dare qui brevemente i risultati a cui siamo pervenuti.

Le esperienze vennero eseguite con un rocchetto i cui poli erano posti in comunicazione cogli elettrodi di un micrometro a scintilla col quale si poteva misurare la distanza fra le palline in decimi di millimetro. Trattandosi di semplici misure di confronto e non di misure assolute, noi prendemmo per distanza esplosiva quella a cui si dovevano portare le palline del micrometro perchè il numero delle scintille fosse al maximum di due o tre al minuto. Così il confronto fra la lunghezza delle scintille nelle varie condizioni sperimentali riesciva abbastanza sicuro a condizione di mantenere costante l'intensità della corrente nel circuito primario.

Un' asticina unita al corsoio mobile dello spinterometro e che poteva essere alzata od abbassata, serviva a portare il dielettrico nelle diverse posizioni fra i poli dello spinterometro. I dielettrici da noi usati avevano sempre la forma di lastre rettangolari larghe da 4 a 5 mm., di spessore variabile e

1) K. Wesendonk. Ueber electrische Entladung. Wied. Ann. 49, 295, 1893.

2) G. W. Pierce. On electric strengt (The Phys. Rev. 2, 99, 1894-95.

3) Analogo, ma di natura però assolutamente diversa dal fenomeno che ci occupa è l'aumento della distanza esplosiva alla superficie del vetro o ricoperto da limatura di zinco o provvisto sulla faccia opposta a quella lungo la quale avviene la scarica, di una striscia di stagnola posta in comunicazione con uno degli elettrodi ecc., che venne osservato e studiato come è ben noto dal Righi, dal Toepler, dall' Obermeyer, da C. E. Skinner ed A. I. Wurtz, ecc. ecc.

lunghe una diecina di cm. Erano tenute verticalmente, portate ad una altezza tale che il lato superiore si trovava a livello dei centri delle sferette del micrometro e disposte in modo che lo spessore era sempre nella direzione della scintilla.

Dopo di avere verificato il fatto fondamentale che cioè un dielettrico posto a contatto coll' *anodo* facilita la scarica raddoppiando ed anche triplicando la lunghezza della scintilla, anche se la superficie del dielettrico viene preventivamente liberata da ogni traccia di umidità e di polvere, passammo all' esame particolareggiato del fenomeno. I confronti procedettero sempre determinando alternativamente per almeno due volte la distanza esplosiva quando fra gli elettrodi non si trovava alcun dielettrico e quando fra di essi ve ne esisteva uno in condizioni determinate. Il rapporto fra queste due distanze esplosive, rapporto che per brevità chiameremo con δ, misura il grado di influenza del dielettrico sulle scariche.

E quì giova notare che l' effetto sulla distanza esplosiva prodotto dalla presenza di un dielettrico vicino all' anodo è prima, quello di allungare la vera e propria scarica bianca e poscia di facilitare in modo sorprendente la formazione del *pennacchio* che parte dall' anodo. Noi abbiamo sempre calcolato δ ritenendo paragonabili solo le scintille di uguale apparenza e quindi le scintille bianche.

In breve i risultati a cui siamo giunti sono i seguenti:

1. Aumentando lo spessore della striscia di vetro *appoggiata all' anodo*, aumenta anche il valore di δ; sembra però che vi sia un limite massimo. Così con palline di ottone del diametro di mm. 17,15 ed una distanza esplosiva nell'aria di mm. 13,5 in una serie di esperienze p. es. ci risultò che passando dallo spessore di mm. 0,7 allo spessore di mm. 2,0 il valore di δ da 1,95 salì a 2,95, ma poi avendo aumentato lo spessore fino a mm. 14,3 il valore di δ non arrivò che a 3,15.

2. Variando la distanza fra il dielettrico e l' anodo i valori di δ vanno da prima mano mano aumentando quando questa distanza aumenta; ma poi raggiungono un massimo, diminuiscono ed infine diventano uguali all' unità.

Così in una serie di esperienze eseguite con una distanza esplosiva nell' aria di mm. 13,3 fra palline di mm. 17,2 e con una striscia di vetro avente mm. 1,7 di spessore, il valore di δ che era di 2,5 quando il vetro era a contatto coll' anodo diventò 2,8 per una distanza di 2 mm. e poi andò diminuendo fino a divenire uguale ad 1 alla distanza di 6 mm.

3. Aumentando il diametro delle sfere dello spinterometro i valori di δ aumentano. Così mantenendo l' intensità di corrente nel primario costantemente eguale a 0^A^,8 con una striscia di vetro dello spessore di mm. 1,75 appoggiata all' anodo, abbiamo trovato che passando da un diametro di mm. 9,45 ad un diametro di mm. 50 per cui la scintilla variava da mm. 27,0 a mm. 12,5 il valore di δ salì da 1,47 fino a 3,7; però l' aumento sembra tendere verso un limite tanto che per sfere di mm. 30 fra le quali la scintilla era di mm. 13,1 trovammo $\delta = 3,5$ mentre che per due dischi del diametro di 17 cm. e distanza esplosiva nell' aria di mm. 16,4 si ebbe $\delta = 2,49$.

4. Il valore di δ diminuisce fino a diventare uguale all' unità coll' aumentare della differenza di potenziale fra le palline dello spinterometro. Così p. es. con palline del diametro di mm. 9,45 il valore 1 viene già raggiunto quando la distanza esplosiva nell' aria è di 58 mm. Aumentando ulteriormente la distanza esplosiva sino a 145 mm. δ si mantenne sempre uguale all' unità.

5. A risultati perfettamente simili, ma numericamente diversi si arriva adoperando altri dielettrici diversi del vetro.

6. A parità di condizioni sia per le dimensioni che per la posizione, per i diversi dielettrici il valore di δ varia alquanto, almeno fino ad uno spessore di mm. 19,4; però le differenze tendono a scomparire con l' aumentare dello spessore. Ciò risulta dai numeri contenuti nella seguente tabella ottenuti con striscie appoggiate all' anodo nel modo solito ed una distanza esplosiva nell' aria di mm. 19,2.

Nome del dielettrico	Valore di δ per uno spessore di mm. 8,5	Valore di δ per uno spessore di m. 19,4
Ebanite	2,9	3,0
Vetro	2,6	2,6
Ceralacca.	2,6	—
Cera vergine	2,1	2,7
Gomma	1,7	2,5
Paraffina.	1,7	2,3

7. Facendo scattare la scintilla in un liquido come ad es. nell' olio d' oliva, nell' olio di trementina, nel petrolio, trovammo che i fenomeni osservati non variano nel loro complesso, e si presenta sempre una facilitazione della scarica quando si accosti un dielettrico solido all' anodo.

Questo modo d' agire è speciale per i dielettrici solidi oppure può anche applicarsi ai piccoli conduttori isolati?

Il Wesendonk nel lavoro già citato asserisce che la scarica viene facilitata tanto da un dielettrico solido, come da un *piccolo conduttore isolato* accostato all' anodo. L' esperienza su cui si fonda il Wesendonk è la seguente: In un blocco di paraffina egli fissa una serie di tubicini di vetro dalle cui estremità superiori aperte sporge la testa metallica di uno spillo; interponendo la serie di questi piccoli conduttori isolati fra i poli di una macchina ad influenza in modo che il primo sia prossimo all' anodo, si ha un notevole allungamento della scintilla; questo allungamento aumenta coll' aumentarè del numero dei tubicini.

Questa esperienza venne da noi ripetuta con qualche leggera modificazione coll' intento di separare l' ufficio del vetro da quello del piccolo conduttore isolato. A tale scopo abbiamo fissato all' asticina che nelle nostre esperienze precedenti era destinata a portare il dielettrico, un tubetto di vetro con l'asse verticale ed aperto superiormente. Allontanammo gli elettrodi dello spinterometro fino a che non si osservava più alcuna scintilla, quindi alzammo l' asticina finchè la bocca aperta del

tubetto venisse a contatto coll'anodo; immediatamente si presentò un notevole scintillio che abbiamo fatto cessare allontanando alquanto le palline dello spinterometro. In tali condizioni appoggiammo sulla bocca del tubetto una sferettina metallica sostenuta da un filo di seta, con l'avvertenza di mantenerla staccata dall'anodo. Immediatamente si rinnovò lo scintillio che scomparve appena allontanammo il solo tubo di vetro senza muovere la sferetta metallica. Perchè le scintille in queste condizioni ricomparissero, fu necessario riavvicinare i due elettrodi molto più di quando fra essi si trovava il solo tubo di vetro.

In una seconda esperienza disponemmo gli elettrodi ad una distanza tale che le scintille scattassero quando all'anodo si appoggiava il tubetto di vetro, quindi portammo la pallina metallica *immediatamente dopo* il tubetto di vetro, fra questo ed il catodo. Anche in queste condizioni lo scintillio cessò subito.

La prima di queste esperienze esclude evidentemente, ogni influenza facilitatrice delle scariche da parte di piccoli conduttori isolati, come mostrerebbe di credere il Wesendonk, restando indiscussa l'azione dovuta ai dielettrici solidi; mentre che la seconda, mostra chiaramente che la sferetta metallica anzichè facilitare la scarica, serve ad annullare l'effetto dovuto al vetro interposto fra essa e l'anodo, purchè resti sufficientemente grande la distanza fra la sferetta ed il catodo.

Allo stesso risultato si arriva se si pone una lastra metallica, isolata o no, sulla cui superficie non si presentino delle punte, lungo il percorso di una scarica quando essa è facilitata da un dielettrico accostato all'anodo: poichè anche allora lo scintillio cessa immediatamente, *purchè la lastra metallica non sia troppo vicina al catodo.*

In conclusione ci sembra di potere senz'altro asserire che un dielettrico solido accostato all'anodo facilita notevolmente la scarica nei modi sopra accennati, mentre *ciò non ha luogo* per i piccoli conduttori isolati. Questo fenomeno potrebbe avere qualche analogia con l'azione facilitatrice dovuta ai raggi luminosi, ai raggi Röntgen, ai prodotti gasosi della combustione, o più generalmente alle perturbazioni stu-

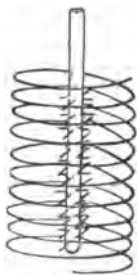
diate dal Volterra [1]; in causa però di alcune divergenze fra i fatti osservati e le deduzioni cui si prestano le ricerche del Volterra, ci sembra che non sia permesso, almeno fino ad ora, di ritenere fra loro così intimo il legame come a prima giunta sembrerebbe.

Dall' Istituto Fisico dell' Università di Siena
Ottobre 1901.

RICERCHE DI RADIOATTIVITÀ INDOTTA.

Nota preliminare di A. SELLA [2]).

I signori Elster e Geitel hanno osservato recentemente che si può rendere temporariamente radioattivo un corpo esposto all' aria e portato ad un alto potenziale negativo. La radioattività indotta è molto intensa se l' aria in cui è immerso il corpo si trova in uno stato di ionizzazione elevata, come nei luoghi chiusi, grotte, ecc.

Ora io sono riuscito a comunicare una intensa radioattività ad un metallo nel seguente modo. Si prende una spirale di filo di zinco od alluminio (spessore 2 mm.) e del diametro di circa 12 cm.; coassialmente ad essa si dispone un sottile cilindro di carta ricoperto di stagnola, normalmente al quale sono inflati degli aghi. Se ora si mette in comunicazione la spirale e gli aghi rispettivamente coi poli di una macchina elettrostatica ad influenza, e si lascia per qualche tempo la macchina in azione si trova la spirale fortemente attiva.

Questa attivazione si dimostra circondando colla spirale al suolo, un cilindro metallico carico, in comunicazione con un elettrometro (nel modo più comodo adoperando l' apparecchio Elster e Geitel per la misura della dispersione atmosferica) ed osservando la caduta del potenziale. Con una spirale sottoposta ad un trattamento di due ore, ottenni una scarica completa dell' elettrometro Elster e Geitel in meno di un mi-

1) V. Volterra, Rend. della R. Acc. dei Lincei, (5), 6°, 1° sem. 389. 1897.
2) Rend. della R. Acc. dei Lincei, vol. 11, 1° sem., fasc. 2, 1902.

nuto, là dove erano necessarie almeno due ore operando in identiche condizioni, ma colla spirale non attivata. Così si può, strofinando il filo metallico e raccogliendo la sostanza così tolta, ottenere un' energica impressione della lastra fotografica attraverso spessi strati di carta nera opaca.

Ora questa attivazione si ottiene sia con spirale positiva, sia con spirale negativa. Per essere al coperto da variazioni del segno elettrico (oscillatore) ho posto in derivazione sulla macchina una forte capacità ed inserito nel circuito un' alta resistenza liquida.

Questo risultato è del tutto inaspettato, perchè Rutherford sopra l' ossido di torio, Dorn sopra i sali di radio, Elster e Geitel nell' aria atmosferica non hanno mai ottenuto radioattività indotta sopra un corpo positivo. Data questa indipendenza del fenomeno dal segno, pensai di mettere spirale ed aghi in comunicazione coi poli di un trasformatore Tesla. Ora, con questa disposizione, per quanto i fiocchi sugli aghi e l'efflusvio elettrico fossero molto più vivaci che non colla macchina elettrostatica, non ottenni che una attivazione molto debole della spirale.

SULLA LEGGE DEL RAFFREDDAMENTO DI NEWTON E SULLA DETERMINAZIONE DELLA TEMPERATURA DEL SOLE ATTRIBUITA AL NEWTON.

di CHISTONI CIRO [1].

La legge del raffreddamento che si attribuisce al Newton, è stata enunciata in un periodo, che forma parte di una nota inserita nelle *Philosophical Transactions*, n. 270, vol. 1700-701 da pag. 824 a 829, la quale nota *latina* non porta data di mese; è *anonima* ed è così intitolata:

VII. *Scala graduum caloris, calorum descriptiones et signa.*

Il periodo è il seguente: *Deinde, ponendo quod excessus calorum ferri et particularum rigescentium, supra calorem atmosphaerae termometro inventum, essent in progressione*

1) Memorie della Società degli Spettroscopisti italiani, vol. 29 (1900). — Riassunto fatto dall'autore.

geometrica, ubi tempora sunt in progressione aritmetica, calores omnes innotuere.

Chi ha detto pel primo pubblicamente che la nota anonima suindicata appartiene al Newton è stato il *Côtes* (1742), e chi per primo rilevò l'importanza della legge del raffreddamento è stato il *Lambert* (1779).

Il Newton, contrariamente all'asserzione di alcuni, non si è mai prefisso di determinare la temperatura del sole. Egli invece si propose di calcolare la temperatura che avrebbe dovuto raggiungere al perielio la cometa del 1680; e concluse che il calore che essa riceveva dal sole al perielio era tale da rendere la sua temperatura 28000 volte quella che il terreno arido raggiunge in pieno estate.

Partendo da questi dati e calcolando la temperatura del Sole, si ottiene 91700) gradi centigradi circa; ma questo calcolo successivo non è stato eseguito dal Newton.

Nella memoria originale si trovano citate tutte le fonti storiche, che servirono a comporla.

DE SAUSSURE E L'ATTINOMETRIA.

di CHISTONI CIRO [1]).

In questa nota, di indole puramente storica, sono riunite le esperienze fatte dal *De Saussure* (Horace Bènèdict) per indagare l'effetto della radiazione solare sulle alte montagne, e le idee da esso esposte a questo riguardo. Vengono in seguito riferiti gli apprezzamenti del Kämtz, del Fourier, del Daniell e dello Schmid relativi agli studii fatti dal *De Saussure;* apprezzamenti che mostrano l'importanza delle ricerche da esso eseguite dal 1770 al 1790 circa.

Ed in vero, non è certo da confrontarsi l'apparecchio del Saussure *(Eliotermometro)* cogli attinometri e coi pireliometri di recente invenzione, nè è il caso di far servire i suoi risultati allo studio della trasparenza dell'atmosfera, ma dobbiamo convenire che le sue ricerche hanno contribuito assai a ri-

1) Atti della Società dei Naturalisti e Matematici di Modena, serie 4, volume 3, anno 34 (1901), pag. 3-14. — Riassunto fatto dall'autore.

chiamare l'attenzione degli scienziati sugli studi attinometrici ed a mostrare l'importanza grandissima di questo ramo della Geofisica.

In *appendice* è riportata la lettera del De Saussure pubblicata nel *Supplément au n. 108 du Journal de Paris* (Samedi 17 avril 1784), nella quale descrive l'*Eliotermometro*.

CONTRIBUTO DEL LESLIE E DEL BELLI AGLI STUDII ATTINOMETRICI.

di CHISTONI CIRO [1].

In questa nota è esposta la storia delle applicazioni che il Leslie fece del suo termometro differenziale, ridotto a *Fotometro o Lucimetro;* ed è esposta pure la saggia critica fatta dal Belli sull'uso di questo apparecchio.

HERSCHEL (JOHN) ED IL METODO DINAMICO NELLE MISURE ATTINOMETRICHE.

di CHISTONI CIRO [2].

Sir John Herschel fino dal 1825 introdusse nell'attinometria il metodo dinamico, il quale consiste nell'osservare il riscaldamento che un dato corpo, od un sistema di corpi, con superficie esterna di potere assorbente assegnato, subisce in un dato tempo, mentre è esposto al Sole, correggendo convenientemente il risultato per il raffreddamento che subisce il corpo stesso per contatto dell' aria e per radiazione verso i corpi che lo circondano.

In questa nota è riportata la storia del primitivo attinometro di Herschel, accennando alle misure che con questo apparecchio fecero, oltre l'Herschel, il Lunn, il Nicollet, il Forbes ed il Kämtz.

In seguito viene riassunto il lavoro più importante che fece l'Herschel sulla radiazione calorifica del Sole, durante il suo soggiorno al Capo di Buona Speranza dal 1834 al 1838;

1) Atti della Società dei Naturalisti e Matematici di Modena. Serie 4, volume 3., anno 34 (1901), pag. 83-94.

2) Memorie della Società degli Spettroscopisti italiani, vol 30 (1901). — Riassunto fatto dall'autore.

valendosi in questo caso, non dell' attinometro primitivo, ma di un vero calorimetro ad acqua, come fece poi il Pouillet, e recentemente il nostro compianto Bartoli.

In questa occasione l'Herschel definì l'*attino* [1]); e precisamente egli stabilì che corrisponda a quella quantità della radiazione solare che, qualora fosse interamente assorbita dal ghiaccio, sarebbe sufficiente a fonderne un milionesimo di metro in ispessore, sull'area incontrata dai raggi solari.

SOPRA UN NUOVO METODO PER DETERMINARE LE COSTANTI CAPILLARI DELLE SOLUZIONI SALINE DILUITE.

Nota del Dott. A. GRADENWITZ [2]).

Benchè le misure di costanti capillari abbiano già una letteratura vastissima, poco o nulla è stato fatto per lo studio delle soluzioni saline più diluite del 0,5 normale.

Eppure sarebbero tali soluzioni meno concentrate degne d' interesse in ispecial grado, poichè certe altre costanti caratteristiche delle soluzioni, pur avendo un andamento in generale additivo, si comportano al crescere della diluizione in modo sempre di più in più anomalo. Era quindi da aspettarsi che una anomalia del tutto analoga si verificasse anche per la tensione superficiale. Ma i metodi fin qui usati erano poco adatti ad un siffatto studio, essendo le piccolissime differenze fra la tensione superficiale dell'acqua pura e quella delle soluzioni diluite, dello stesso ordine di grandezza degli errori di osservazione.

Il chiarissimo Prof. Heydweiller mi suggerì pertanto di affrontare il problema, modificando all' uopo il classico metodo delle ascensioni capillari, adoperando cioè un sistema di due tubi identici, di cui l' uno fosse immerso nell' acqua pura, l'altro nella soluzione da studiare, e determinando direttamente, invece delle ascensioni stesse, le piccolissime differenze d' innalzamento nei due tubi.

Presentando però tale misura, quando venga fatta per via diretta, certe difficoltà serie assai, dopo qualche tentativo

1) Da (ἡ) ἀκτίς, ῖνος, che significa raggio, ed in ispecie, raggio di sole.

2) Dalla dissertazione inaugurale dell' Autore: Ueber eine neue Methode zur Bestimmung von Kapillarkonstanten verdünnter Salzlösungen. Breslavia, 1892.

:deai il seguente procedimento, che, oltre a togliere codesti :nconvenienti, permette una precisione superiore a quella di ui sono suscettibili le misure dirette.

Il liquido da studiare — il quale in principio di ogni serie era dell' acqua pura — venne versato sopra uno strato di circa cm. 2 di mercurio. Aggiunta poi una certa quantità di soluzione di nota concentrazione, modificata cioè la costante capillare del liquido, si toglieva ovvero si aggiungeva mercurio fino a compensare lo spostamento del menisco avvenuto nel tubo. Pesando quella quantità di mercurio aggiunta o tolta si otteneva con notevole precisione la suddetta differenza d'innalzamento: bastava misurare la sezione del vaso ovvero determinare empiricamente il fattore da riduzione. (Corrispondeva all' aggiunta di 27 g. di mercurio un dislivello di un millimetro all' incirca). Occorreva però dedurre da quella differenza d' innalzamento il dislivello dovuto alla soluzione aggiunta, per averne la parte proporzionale alla variazione della coesione specifica.

Dopo di questo breve cenno del metodo seguito, passerò a dire dell' apparecchio usato.

Il vaso V (fig. 1) costituisce un sistema di tubi comunicanti, il cui ramo largo fa da vaso d' esperimentazione.

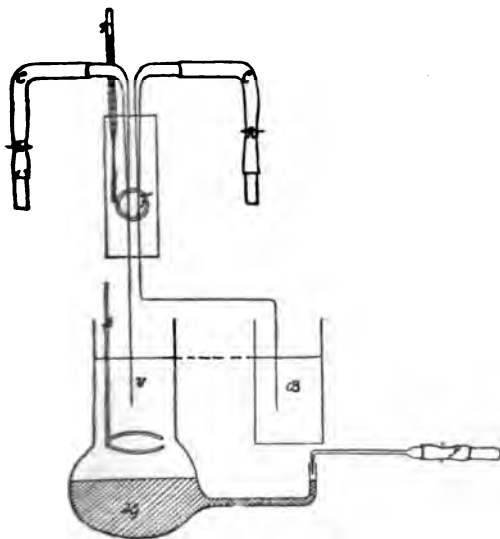



Fig. 1.

In fondo allo stesso si è versato del mercurio accuratamente purificato, il quale riempie intieramente lo stretto cannello orizzontale e l' altro ramo del sistema, corto e stretto anch' esso. Il liquido da studiare viene poi versato sul mercurio del ramo principale. Col mezzo del sifone capillare S si può, togliendo od aggiungendo mercurio nel ramo stretto, variare il livello del vaso di minime quantità.

Il manicotto M al di sopra di V, chiuso in basso da un turacciolo di caucciù e ripieno d' acqua, è traversato da due tubi capillari, di cui l' uno è immerso nel liquido da studiare, allorchè l' altro, pescante nell' acqua del bicchiere B, fa da tubo di confronto e serve ad eliminare l' influenza delle oscillazioni di temperatura, già smorzate dal bagno liquido. Entrambi i menischi capillari vengono poi osservati attraverso la finestrella F mediante il cannocchiale d' un catetometro, col quale si misura poi approssimativamente l' ascensione totale nel tubo d' esperimentazione. Il termometro T, a decimi di grado, indica la temperatura del bagno in vicinanza dei menischi.

Non potendo in questo brevissimo sunto riportare nè la teorica completa dell' apparecchio, col suo fattore di correzione, nè i particolari delle esperienze stesse, sono costretto a rimandare al lavoro sopraccitato i lettori desiderosi di informarsene. Colà troveranno pure un cenno storico-critico dei lavori dei miei predecessori.

Il presente metodo venne applicato allo studio di soluzioni dei cloruri e nitrati di sodio, potassio e litio, dal 0,01 al 0,5 normale. Dei risultati ottenuti non riporto qui che le curve rappresentatrici delle coesioni specifica e vera; figurano le ascisse le normalità m, le ordinate, gli incrementi percentuali delle coesioni, rapportati a quella dell' acqua pura; le linee punteggiate rappresentano poi l' andamento dei quozienti $\frac{\Delta_\alpha}{\alpha_m}$.

Nella memoria originale si troverà pure un confronto dei risultati con quelli di altri sperimentatori, nonchè una discussione dettagliata degli stessi ed un certo numero di relazioni empiriche.

Curve rappresentatrici della coesione specifica.

Curve rappresentatrici della coesione vera.

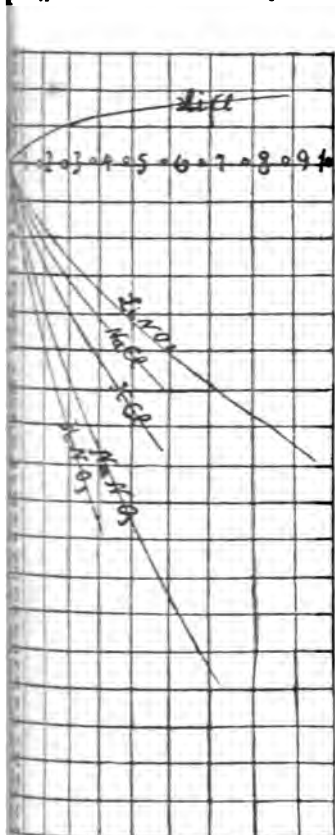



Fig. 2.

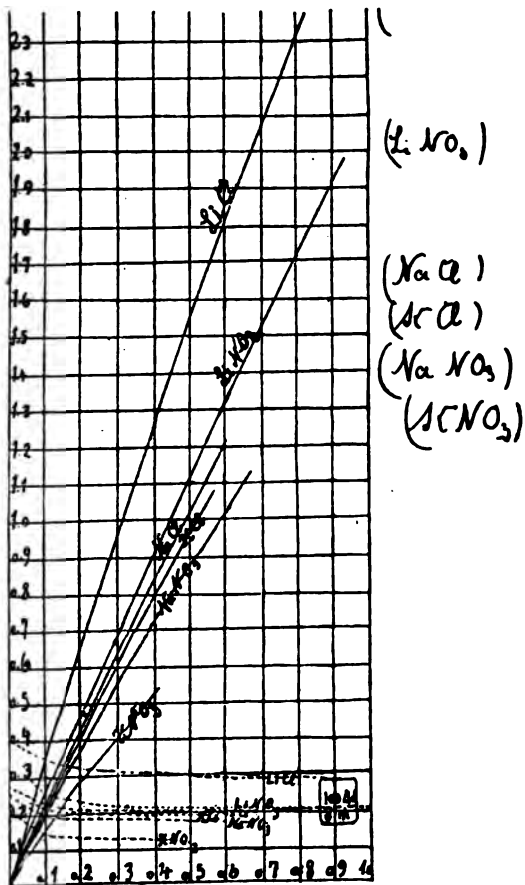



Fig. 3.

Esprimo anche qui la mia viva gratitudine al Prof. Heydweiller per i consigli largamente fornitimi.

LIBRI NUOVI

THERMODYNAMIQUE ET CHIMIE,

par P. DUHEM.

(Paris, A. Hermann, 1902).

Per facilitare sempre più ai cultori della chimica l'intelligenza delle nozioni fondamentali della termodinamica, il Duhem ha scritto un corso di lezioni, nelle quali in forma chiara e semplice espone tutto ciò che può servire di guida sia nello studio del grandissimo numero di fatti chimici già noti, sia nelle nuove ricerche, mostrando quali sono, in ciascun tipo di reazioni, le condizioni variabili di cui si può disporre e le circostanze essenziali che ciascuna volta debbono esser determinate.

Perchè le regole della termodinamica siano applicate a dovere, occorre conoscere da quali principî esse derivano, e in quali condizioni son valide. Perciò il Duhem ha consacrato le prime cinque lezioni all'esposizione dei fondamenti della statica e della dinamica chimica. In questa trattazione dei principî della termodinamica si fa uso solamente delle nozioni di algebra elementare; per dimostrazioni più complete, nelle quali occorre il calcolo superiore, serve l'altra opera del Duhem sulla Meccanica chimica fondata sulla termodinamica (cfr. *N. Cim.* (4), 6, p. 227). Nel libro di cui ora ci occupiamo è stato dato largo posto alle applicazioni più recenti della termodinamica alla chimica, specialmente alla regola delle fasi, che è una delle più feconde e preziose della chimica moderna. Uno studio assai esteso è destinato anche ai cristalli misti, ai conglomerati eutectici e agli stati indifferenti dei miscugli doppi, le cui proprietà sono assai fallaci; e nulla è stato trascurato per mettere lo sperimentatore in guardia contro quei simulatori dell'analisi chimica.

Ciascuna regola è illustrata da numerosi esempi, i quali non solo ne fanno apprezzare l'importanza, ma fanno anche conoscere quali precauzioni occorrano nell'adoperarle.

Insieme alle lezioni del van 't Hoff, anche queste del Duhem mostrano sempre più quanto sia grande il sussidio, che lo studio della chimica riceve dalle cognizioni della fisica e della matematica; cognizioni di cui non dovrebbe difettare nessun cultore delle scienze naturali.

A. STEFANINI.

MATHEMATISCHE OPTIK,

von J. CLASSEN.

(Leipzig, G. J. Göschen, 1901).

La parte dell' ottica che è trattata in questo volume si scosta assai da quella che è esposta negli ordinari manuali. Infatti, nei trattati di ottica, se sono fondati su un qualunque concetto della natura della luce, si suole esporre prevalentemente i problemi della teoria ondulatoria, come l' interferenza, la polarizzazione, la doppia refrazione ecc., mentre le leggi dell' ottica geometrica sono appena accennate. Inversamente, quei trattati che si occupano di ottica geometrica non si occupano della teoria ondulatoria, trascurando i fenomeni di diffrazione, che pure hanno tanta parte nella formazione delle immagini.

Il concetto che ha servito di guida a questo libro porta ad una diversa divisione e limitazione della materia.

Da prima, seguendo il procedimento della Fisica teorica del Voigt, l'A. assume come dati alcuni fatti sperimentali semplici, e ricerca la forma che deve avere una funzione analitica che possa rappresentarli completamente, ed in tal modo ottiene la forma generale dell' equazione delle onde luminose. In un breve capitolo sono poi svolte alcune relazioni matematiche generali, che valgono per tale funzione e si accenna alla loro analogia con alcune altre della teoria elastica e di quella elettromagnetica. Con ciò è spiegata la possibilità di concepire i fenomeni, rappresentati da quella funzione, tanto nel concetto della elasticità che in quello dell' elettromagnetismo.

Vengono in seguito le applicazioni della rappresentazione matematica all' interferenza, che è esposta nella forma più

essenziale. Ne vien poi dedotto il principio di Huygens nella sua forma più generale, e la propagazione rettilinea della luce, di cui sono immediate conseguenze la riflessione e la rifrazione, e le leggi della formazione delle immagini nei fasci astigmatici. Secondo il medesimo concetto vengon poi esposte le relazioni puramente geometriche fra un oggetto e la sua immagine ottica, tanto pei sistemi catottrici che per quelli diottrici.

Gli ultimi capitoli trattano dell' acromasia delle lenti, delle aberrazioni delle immagini, e dei fenomeni di diffrazione.

A. STEFANINI.

L'ASSIMILAZIONE DEL CARBONIO,
di R. BETTINI.

(R. Giusti, Livorno 1902).

Questo lavoro, pel modo con cui è trattato, può interessare ad un tempo il botanico, il chimico ed il fisiologo.

L'A. comincia col presentare il fenomeno nelle sue linee generali riferendosi ai concetti moderni della conservazione dell' energia ed al grande ciclo di trasformazioni che avvengono nella meccanica biologica. Imprende quindi a studiare come si presenti l' assimilazione negli organismi inferiori e dagli studi di Winogradsky, di Engelmann e di Kohl, deduce importanti conclusioni sull' adattamento e sull' evoluzione degli organismi alle varie specie di energia, notando come nella scala della vita i fenomeni fotosintetici avvengano prima per le radiazioni calorifiche dello spettro oscuro gradualmente passando alle più rapide dello spettro luminoso.

Nel III capitolo l'A. tratta della clorofilla, della formazione sua, degli studi chimici e del significato che acquista la sua presenza nelle piante. La estesa parte bibliografica è discussa con acutezza. Nè mancano alcune esperienze a convalidare l' opinione dell'A. che accetta in massima l' ipotesi di Reinke.

Venendo a trattare dei primi prodotti che si formano nel processo fotosintetico l'A. combatte per vie nuove alcune ipo-

tesi. Egli introduce l'analisi termochimica delle formule adottate da alcuni scienziati, notando come esse sieno in contradizione col fatto essenziale, pel quale si ammette che il fenomeno di assimilazione debba essere dovuto a reazione endotermica. Basandosi su questo semplice mezzo introdotto nella chimica biologica l'A. combatte alcuni schemi di reazioni già molto discussi. E con alcune considerazioni d'indole teoretica, riportandosi al concetto della simbiosi, l'A. chiude il suo lavoro, indicando le difficoltà che s'incontrano nello studio di simili fenomeni e le cause di tali difficoltà.

Va data lode all'A. per avere affrontato un argomento di così grande importanza, nulla trascurando di tutto quanto è stato scritto da illustri scienziati, alle cui fonti l'A. ha ricorso.

E. MANASSE.

DIZIONARIO TECNICO IN QUATTRO LINGUE,

(Italiano, Tedesco, Francese, Inglese)

Ing. E. WEBBER.

(Un volume - Hoepli, editore, Milano 1902).

È la seconda edizione del dizionario tecnico in quattro lingue, di cui già si occupò questo Giornale nel tomo IX, 1899, pag. 224-225. La prima edizione fu accolta con grande favore poichè colmava una molto lamentata lacuna: toccherà a questa seconda ugual sorte, anzi migliore, poichè si presenta completamente riveduta ed accresciuta di ben 2000 termini tecnici.

M. A.

PERTES D'ÉNERGIE DANS LES DIÉLECTRIQUES.

Dott. PAUL L. MERCANTON.

(Lausanne 1902).

In questa recentissima pubblicazione l'A. fa anzitutto un minuto ed accurato riassunto di quanto è stato fatto fin oggi sia dal lato elettrotecnico sia da quello teorico sull'importante argomento della dissipazione di energia elettrica nei coibenti. Aggiunge poi il contributo di numerose sue esperienze ese-

guite negli anni 1900-1901, specialmente su miscugli dielettrici, perfezionando il metodo di ricerche già adottato da F. Beaulard [1]).

F. MACCARRONE.

RIVISTA

Journal de Physique. T. 10, serie, 3ª. Agosto a Dicembre, 1901.

CRÉMIEU V. *Convezione elettrica e correnti aperte* (pp. 453-471). — Le conclusioni a cui giunge l'A. sono le seguenti:

Un disco girante in condizioni tali da trascurare la carica elettrica comunicatagli, non dà, facendo variare questa carica, gli effetti d' induzione che darebbe una corrente di conduzione che trasportasse quantità di elettricità uguali e sottoposte a variazioni dello stesso ordine.

Un disco, girante nelle condizioni suddette non produce gli effetti magnetici di una corrente di conduzione che trasporta la stessa quantità d' elettricità.

La convezione elettrica non produce effetti magnetici ed esistono correnti aperte.

PELLAT H. *Sopra un fenomeno di oscillazione elettrica* (pp. 471-475). — L'A. descrive un esperienza a prima vista assai sorprendente. Due condensatori di capacità molto differenti hanno le loro armature rispettivamente riunite e sul cammino delle comunicazioni è inserito un invertitore che permette di far comunicare l' armatura positiva del condensatore piccolo con quella negativa del grande e viceversa. Vicino al condensatore piccolo si trova uno spinterometro in cui scocca la scintilla al momento opportuno. Se si caricano i condensatori in modo di avere soltanto la metà della differenza di potenziale che corrisponde alla scarica, o anche un poco meno, e si invertono le comunicazioni, la scintilla scocca sempre. Notiamo che, se la scintilla non scoccasse, quando l' equilibrio fosse ristabilito, la differenza di potenziale sarebbe minore di quella che era prima dell' inversione poichè le armature del condensatore grande si farebbero parzialmente scaricate.

Così una causa, che nello stato di equilibrio, diminuisce la differenza di potenziale, fa aumentare questa differenza durante la rottura dell' equilibrio.

1) Journal de Physique, 3. serie, t. 9, 1900.

Si vede subito che questo fenomeno è dovuto alle oscillazioni elettriche prodotte al momento dell' inversione.

L'A. mette ciò in evidenza mediante un calcolo assai semplice e verifica sperimentalmente il valore ottenuto dal calcolo pel rapporto tra la differenza di potenziale massimo delle armature del condensatore piccolo e la differenza di potenziale prima dell' inversione.

LIPPMANN G. *Sopra un galvanometro perfettamente astatico* (pp. 476-478). — È la descrizione di un galvanometro su cui la terra non esercita alcuna forza antagonista a quella prodotta dalla corrente.

MOREAU G. *L' effetto Hall nelle lamine metalliche infinitamente sottili* (pp. 478 493). — Le leggi del fenomeno Hall in lamine di spessore finito sembrano determinate dalla formula

$$E = \frac{\alpha H I}{\varepsilon} \tag{1}$$

dove è: E la f. e. m. laterale; H il campo magnetico; I la corrente primaria; ε lo spessore della lamina, α un coefficiente dipendente dalla natura del metallo. L'A. cerca se il coefficiente α è definito per lamine sempre più sottili studiando lamine d' argento depositate chimicamente sul vetro e lamine di nichel ottenute su lamine argentate coll' elettrolisi del solfato ammoniacale di nickel.

Scrivendo la formula (1)

$$y = \frac{\varepsilon}{\alpha} = \frac{H I}{E}$$

l'A. determina le variazioni di y con ε, H, e I avendo fatte le sue ricerche per l' argento fra i limiti $\varepsilon = 40\ \mu\mu$ e $140\ \mu\mu$ e pel nickel fra $30\ \mu\mu$ e $180\ \mu\mu$ (dove l' indice $\mu\mu$ esprime il milionesimo di millimetro). Per l' argento la curva di variazione di y in funzione di ε si confonde con una retta fin presso a $50\ \mu\mu$; per gli spessori più piccoli essa tende più rapidamente verso l' asse delle ε. L' equazione della retta è:

$$y = 0{,}000216\ (\varepsilon - 25). \tag{2}$$

Per qualunque spessore l' effetto Hall è proporzionale all'intensità del campo. Dalla formula (2) ricordando che è $y = \frac{\varepsilon}{\alpha}$ si ha:

$$\alpha = \frac{\varepsilon}{0{,}000216\ (\varepsilon - 25)}$$

e si vede che α cresce quando ε diminuisce. Esprimendo ε in centimetri si avrà:

$$y = 2160\,(\varepsilon - 25 \times 10^{-7})$$

da cui se

$$\varepsilon = \infty \qquad \alpha_2 = \frac{1}{2160} = 0{,}00046$$

$$\varepsilon = 50\ \mu\mu \qquad \alpha_1 = 2\,\alpha_2$$

Il valore di α_2 è quello che si ottiene con lamine di spessore finito e differisce assai da 0,00080 trovato da Hall e da Ettingshausen per l'argento ordinario. Resultati del tutto simili l'A. ottiene pel nickel giungendo in fine alle conclusioni seguenti:

Per un dato corpo gli strati superficiali hanno il medesimo spessore e le medesime proprietà qualunque siano i mezzi coi quali sono in contatto.

Il coefficiente α definito dalla

$$\alpha = \frac{E\,\varepsilon}{HI}$$

non può caratterizzare un metallo perchè varia con ε.

IZARN M. *Dimostrazione elementare della deviazione minima nel prisma partendo dalla costruzione di Huyghens* (pp. 494-495).

MARCHIS L. *Sopra i falsi equilibri chimici* (pp. 525-542). — Nella prima parte di questo lavoro [1]) l'A. ha studiato le condizioni nelle quali il sistema (A + B), formato del sistema A, suscettibile di trasformarsi nel sistema B con sviluppo di calore, si trova nello stato di equilibrio, sia che si tratti di un vero o di un falso equilibrio. In questa seconda parte tratta dei fenomeni dinamici che accompagnano i cambiamenti di composizione e di temperatura. Questo articolo, come nota l'A. medesimo, non è che la traduzione in linguaggio ordinario della teoria sviluppata da Duhem nel volume I del suo *Traité élémentaire de Mécanique chimique fondée sur la Thermodynamique*, da pag. 246 a pag. 280.

CARVALLO. *Reticoli molecolari e dispersione* (pp. 542-546). — Essendo posta la formula del De Senarmont sotto la forma

$$\lambda \operatorname{sen} h \frac{n}{\lambda} = k$$

1) Journ. de Phys., 3. serie, t. 9, p. 329, 1900.

dove è $h = \pi \Delta x$, $k = \frac{\pi V . \Delta x}{a}$; Ricour l'applica al quarzo tra le lunghezze d'onda $768^{\mu\mu},40$ e $336^{\mu\mu},02$, e, adottando per il periodo molecolare $\Delta x = 25^{\mu\mu},233$, trova, per λ sen $h \frac{n}{\lambda}$, un numero assai costante, di cui il logaritmo varia soltanto da 2,0845 a 2,0847. L'A., estendendo la formula all'intervallo delle lunghezze d'onda comprese tra $2171^{\mu\mu},19$ e $202^{\mu\mu},46$, trova una variazione, del tutto inammissibile della pretesa costante, da 2,0802 a 2,0850. Dopo aver esposto un artifizio per ricercare se tale variazione dipenda da una scelta difettosa delle costanti h e k, mettendo la formula sotto una forma tale che tutti i corpi dovrebbero avere delle curve di dispersione sovrapponibili a una curva tipo con due traslazioni parallele agli assi coordinati, conclude che il metodo del De Senarmont costituisce la maniera più vantaggiosa di presentare la teoria dell' etere periodico, mostra meglio degli altri l'insufficienza di questa teoria della dispersione e la necessità risultante di considerare due mezzi che si compenetrino, l'etere e la materia ponderabile. Ma applicando i principi del De Senarmont allo studio dei cristalli birefrangenti, si vede l'impossibilità di spiegare con essi le leggi della doppia rifrazione: nè basta soltanto introdurre qualche nuova ipotesi; bisogna abbandonare anche il metodo del De Senarmont.

Rothé E. *Sopra le forze elettromotrici di contatto e sopra la teoria degli ioni* (pp. 546-555). — L'A. si è proposto di studiare come varii in un elettrometro capillare di Lippmann la f. e. m. di contatto fra il mercurio e il liquido che lo bagna, con la concentrazione delle soluzioni.

L'apparecchio adoprato differisce dall'elettrometro capillare soltanto per la forma della vaschetta: la punta pesca in un tubo di vetro che comunica con un tubo più largo: per mezzo di un rubinetto posto nella parte inferiore, si possono estrarre completamente i liquidi, lavare la vaschetta con acqua distillata e cambiare le soluzioni. Il mercurio è contenuto in fondo ad un vaso di vetro con un elettrodo alla Wollaston e ricoperto della soluzione in esperienza comunicante per mezzo di un sifone con la soluzione identica della vaschetta.

La maggior parte delle esperienze sono state fatte coll'acido solforico e coll' acido cloridrico. La superficie di mercurio veniva ricoperta di un sale di mercurio poco solubile contenente lo stesso anione del liquido in esame: i liquidi studiati non sono dunque altro che soluzioni di solfato mercuroso nell' acido solforico e di cloruro mercuroso nell' acido cloridrico di differenti concentrazioni. L'A. conclude che nei fenomeni elettrocapillari e nella misura

delle f. e. m. di contatto la presenza di un sale mercuroso è di grandissima importanza:

La f. e. m. corrispondente al massimo di tensione superficiale è determinata soltanto quando sia raggiunto nella soluzione l'equilibrio chimico.

La f. e. m. aumenta con la concentrazione del solvente.

La f. e. m., per soluzioni ugualmente concentrate e ugualmente dissociate contenenti lo stesso anione, è indipendente dal catione.

WEISS P. *Sopra un nuovo cerchio calcolatore* (pp. 556-558). — È la descrizione di un apparecchio che differisce assai da quelli usuali e presenta il vantaggio di poter eseguire calcoli con molta precisione e nel minor tempo possibile.

BAKKER GERRIT. *Intorno alla teoria dell' elasticità* (pp. 558-563). — Considerando un corpo tale che solo i punti della sua superficie sieno sollecitati da forze esterne, l'aumento di volume è proporzionale al *viriel* di queste forze. L'A. applica questo resultato ad alcuni casi particolari.

LAMOTTE. *Ricerche sperimentali sulle oscillazioni elettriche d' ordine superiore* (pp. 589-597). — Studiando le onde elettriche stazionarie, che si producono in due fili paralleli si osserva, in generale, l' esistenza di più sistemi distinti di queste onde stazionare per uno stesso eccitatore. Tale fenomeno non si deve confondere con quello della risuonanza multipla perchè in esso i sistemi di onde stazionarie corrispondono a lunghezze d' onda separate da intervalli finiti. Queste lunghezze sono più piccole di quelle dell' oscillazione fondamentale; per analogia coll' acustica, si può dare alle vibrazioni corrispondenti il nome di vibrazioni o toni superiori; ed è possibile, purchè ci si ponga in condizioni simili, trovare nel fenomeno elettrico tutte le particolarità del fenomeno acustico. Questo appunto dimostra sperimentalmente l'A. adoperando eccitatori del tipo Blondlot, Drude e Lecher.

BUISSON H. *Intorno a una modificazione delle superficie metalliche sotto l' influenza della luce* (pp. 597-607). — Facendo cadere sopra una lamina metallica i raggi ultra-violetti per studiare la dispersione dell' elettricità negativa, si costata facilmente che la velocità di questa dispersione diminuisce a poco a poco e che, prolungando l' esperienza, la lamina diviene quasi insensibile. La superficie viene alterata e tale alterazione può esser dimostrata collo studio delle variazioni di alcune proprietà superficiali.

L'A. conclude dalle sue esperienze che la superficie di un metallo illuminato è in uno stato differente da quello che esiste all' oscurità, e variabile secondo la natura della luce.

Essendo l'effetto prodotto dall'illuminazione indipendente dalla natura del gas che circonda il metallo, tale indipendenza esclude l'idea di un'azione del mezzo, come il ritorno allo stato primitivo esclude l'ipotesi di un composto stabile formato sotto l'azione della luce.

È verosimile che tutto avvenga nello strato di gas che qualunque superficie metallica assorbe energicamente, e che sussiste malgrado il cambiamento del mezzo e la produzione di una grande rarefazione; nell'oscurità esiste un certo equilibrio tra il metallo e questo gas (probabilmente l'ossigeno, perchè tutte le lamine furono preparate nell'aria); sotto l'azione della luce quest'equilibrio si turba e le proprietà della superficie sono modificate.

CORNU A. *Costruzione geometrica delle due immagini di un punto luminoso prodotto per rifrazione obliqua sopra una superficie sferica* (pp. 607-611).

BERTHELOT D. *Sopra una proprietà dei gas monoatomici* (pp. 611-614). — L'A. pone in evidenza una conferma della formula di Van der Waals, apportata dalle recenti misure fatte sopra i gas monoatomici. Per l'argon, infatti, che è il solo gas di cui le costanti critiche sono oggi determinate con sufficiente precisione, si ha che il rapporto del volume teorico del fluido al suo volume reale, al punto critico, è 2,71.

Questo valore è molto vicino a 2,67, dato dalla formula di Van der Waals $(p + a : v^2)(v - b) = RT$, ed è molto inferiore a quello dei gas poliatomici. Per esplicare la differenza ottenuta per questi ultimi, conviene modificare non il termine $a : v^2$ che rappresenta la pressione interna e che non dipende dall'atomicità delle molecole, bensì il covolume b, valutando l'influenza che il numero e il movimento degli atomi della molecola esercitano sulla grandezza di questo termine. La formula stabilita dovrà d'altra parte permettere di calcolare tanto il rapporto dei calori specifici, quanto il valore esatto della densità critica.

ROY G. *Sopra un processo per tagliare il vetro* (pp. 614-615). — Consiste nel sostituire il carbone di Berzélius con un termocauterio.

BENOIST L. *Legge di trasparenza della materia per i raggi X* (pp. 653-668). — L'A., in un precedente lavoro, dimostrò che l'*opacità specifica, ossia il potere assorbente dell'unità di massa* pei raggi X aumenta in generale assai presto colla densità, cambia col valore della massa presa come unità, con la qualità dei raggi X impiegati, finalmente che questi cambiamenti si producono in proporzioni disuguali per i differenti corpi. Nel presente lavoro lo studio dei corpi semplici e di un considerevole numero

dei loro composti ha fornito risultati assai generali da poterne dedurre le leggi principali di trasparenza della materia pei raggi X.

Dalle misure relative di trasparenza fatte prendendo per trasparenza tipo o campione quella di una data massa di un dato corpo risultano le leggi seguenti:

1ª L'opacità specifica d'un corpo, per una data qualità di raggi X e per uno spessore campione dato, è indipendente dallo stato fisico di questo corpo.

2ª L'opacità specifica d'un corpo è indipendente dal modo di aggruppamento atomico o molecolare, cioè, dall'allotropia pei corpi semplici, e dalla polimeria per i corpi composti.

3ª L'opacità specifica è indipendente dallo stato di libertà o di combinazione degli atomi.

4ª L'opacità specifica dei corpi semplici, misurata sempre in condizioni ben definite, è una funzione determinata e generalmente crescente dei loro pesi atomici.

La conclusione essenziale che risulta dalle leggi formulate è che l'equivalente di trasparenza di un corpo semplice per i raggi X, preso in condizioni ben determinate, è una costante assolutamente caratteristica di quel corpo; in una parola rappresenta una nuova proprietà additiva della materia.

L'A. trae quindi numerose applicazioni fra cui le principali: qualifica esatta dei raggi X; studio del radiocroismo; classificazione generale dei raggi X., dei raggi secondari e terziari, dei raggi dell'uranio, del radio; classificazione dei tubi radiogeni e dei loro stati differenti; metodo di determinazione e di verifica dei pesi atomici; metodo di analisi qualitativa e quantitativa dei composti e delle mescolanze.

Sagnac. *Nuove ricerche sui raggi di Röntgen* (pp. 668-685). — I raggi secondari, generati dalla trasformazione dei raggi X per parte di metalli come il platino, il piombo, il ferro sono assorbiti dall'aria più dei raggi X da cui provengono. L'A., costatata dapprima indirettamente questa proprietà studiando l'indebolimento dell'azione fotografica o elettrica quando la distanza compresa tra la sorgente dei raggi secondari e il ricevitore va aumentando, ha eseguito in seguito esperienze dirette, modificando solamente la pressione dell'aria interposta fra la sorgente e il ricevitore, ottenendo per risultato che l'azione elettrica dei raggi secondari è notevolmente diminuita, quando si aumenta la pressione, e che riprende il valore primitivo quando si riconduce l'aria alla rarefazione primitiva.

Inoltre l' azione elettrostatica, radiografica o radioscopica di un fascio di raggi secondari subisce un indebolimento quando il fascio sia trasmesso attraverso uno spessore determinato di un certo mezzo, indebolimento tanto più grande quanto più i mezzi sono numerosi e spessi, e paragonabile a quello subito da un insieme di raggi luminosi diversi, filtrati da una serie di schermi successivi d' assorbimento diverso.

Le filtrazioni successive diminuiscono l' eterogeneità del fascio senza però sopprimerla.

I metalli che trasformano maggiormente i raggi X, emettono in generale, raggi secondari maggiormente assorbibili e più attivi e conferiscono questa loro proprietà ai miscugli ed ai composti.

Il nikel, più attivo del rame, conferisce al suo ossido un potere di trasformazione e un' attività più grande di quelli dell' ossido di rame.

L' attività elettrica secondaria permette di ricercare una piccola proporzione di un elemento assai attivo disseminato in un corpo relativamente poco attivo per se stesso.

Passando a parlare della dissimmetria della scarica di un conduttore elettrizzato per mezzo dei raggi di Röntgen e dei raggi secondari, l'A. ha osservato che essi dissipano con la stessa velocità l' elettricità positiva o negativa di un metallo, nell' aria a pressione atmosferica, se questo metallo riceve i raggi a traverso orifizi praticati in una custodia metallica posta accuratamente a terra e che non lascia passare linee di forza partenti dal metallo elettrizzato, *sotto la condizione che nessun campo elettrico esista all' esterno della custodia sul cammino dei raggi.* Se esiste un campo esterno F_e si verifica la legge seguente :

Se il campo esterno F_e e il campo interno F_i sono dello stesso senso, all' azione della scarica primitiva α si aggiunge un azione acceleratrice A, spesso assai maggiore di α. Se F_e ed F_i sono di senso contrario, la presenza del campo F_e importa un' azione a ritardatrice (che si è sempre mostrata inferiore ad α e generalmente paragonabile ad $\frac{\alpha}{2}$).

L'A. termina mostrando l' analogia della scarica coi raggi di Röntgen e coi raggi secondari, con la scarica prodotta dai raggi ultravioletti di Lenard.

Moreau G. *Intorno all' effetto termomagnetico longitudinale* (pp. 685-691). — A proposito di alcune ricerche sull' effetto termomagnetico longitudinale nel bismuto eseguite da Lownds [1]),

[1]) Drude s Annalen; t. 4, p. 776-778; 1891.

l'A. indica i resultati da lui ottenuti a proposito dello stesso fenomeno sui metalli magnetici nichel, ferro dolce e acciaio dolce, concludendo che l'effetto termomagnetico longitudinale può esser riguardato come risultante da una modificazione degli elementi termoelettrici.

CULMANN P. *Nuovi rifrattometri* (pp. 691-704). — L'A. descrive quattro rifrattometri costruiti dalla casa Zeiss di Jena per i liquidi, ma che permettono di operare anche sui solidi, sebbene in tal caso le misure sieno meno facili.

In tali apparecchi si utilizza l'incidenza radente. Questo caso particolare della rifrazione dà luogo a formule tanto semplici quanto quelle della riflessione totale, poichè il cammino del raggio limite è determinato da formule del tutto analoghe nei due casi; l'incidenza radente ha sulla riflessione totale il vantaggio di dare un limite più netto, essendo una delle plaghe assolutamente nera, e l'altra chiara, mentre che, per la riflessione totale, non vi è che una differenza di chiarezza, più difficile ad apprezzarsi.

CHREE CH. *Sopra la teoria dell' elasticità* (p. 705).

JANET P. *I contatori di energia* (pp. 717-750). — È una comunicazione fatta alla Società francese di fisica, impossibile a riassumersi brevemente, in cui sono studiati i contatori motori, i contatori oscillanti e i contatori a integrazione discontinua.

MESLIN G. *Reticoli ottenuti per mezzo della fotografia di frange rigorosamente acromatiche* (pp. 750-751). — Le frange d' interferenza studiate dall'A. alcuni anni addietro [1]) permettono di ottenere, colla fotografia, dei reticoli di cui il periodo è arbitrario, ponendo nella regione dove si producono queste frange uno strato sensibile sufficientemente omogeneo, a seconda dell' avvicinamento dei tratti che si deve ottenere. Le frange si producono nella regione anteriore di un reticolo quando sia rischiarato dalla parte opposta per mezzo di una stretta fenditura parallela ai tratti del reticolo stesso.

GUTTON C. *Sopra la propagazione delle oscillazioni hertziane nell' acqua* (pp. 752-756). — L'A. misurando la lunghezza d' onda di un risuonatore successivamente nell' aria e nell' acqua, conclude che essa non è cambiata, tanto quando il risuonatore è nello stesso piano dei fili di trasmissione, quanto quando è in un piano perpendicolare. Immergendo invece nell' acqua soltanto i fili, la distanza fra due posizioni del ponte che li congiunge per le quali la scintilla del risuonatore è massima o minima, da 145 cm.

1) C. R. t. 117, pp. 225, 339, 482.

è ridotto a cm. 17,5 in ogni caso. Il cammino percorso dalle onde durante questo periodo è $\frac{145}{17,5} = 8,3$ volte più piccolo nell'acqua che nell'aria, dunque 8,3 è l'indice di rifrazione dell'acqua per le onde elettromagnetiche.

JOHNSON K. R. *Alcune note sopra le oscillazioni nell'eccitatore di Hertz* (pp. 756-759).

M. ALLEGRETTI.

Drude's Annalen, Vol. 2° e 3°, N. 8 a 10, 1900.

LEHMANN O. *Struttura, sistema e proprietà magnetiche dei cristalli liquidi e loro miscibilità coi cristalli solidi* (pp. 649-705). — La nozione di cristalli liquidi è venuta in quest'ultimi anni. I corpi studiati sotto questo nome non sono, come aveva pensato Quincke, quando segnalò le loro proprietà, degli ammassi di cristalli solidi chiusi in una guaina oleosa, ma sono realmente dei liquidi omogenei che hanno conservato la struttura cristallina dei solidi da cui provengono per fusione.

Scaldando, per es., una preparazione in strato sottile di azossifenetolo e studiandola al microscopio polarizzante si riconoscono nel liquido ottenuto le proprietà di un cristallo; i colori d'interferenza sono sensibilmente gli stessi per il solido e per il liquido, ma la dispersione è un po' più debole per il liquido.

L'A dà una descrizione molto dettagliata dei fenomeni di polarizzazione cromatica e di dicroismo osservati, e termina proponendo di definire un cristallo come un corpo anisotropo, dotato di una forza direttrice molecolare, aggiungendo che lo stato di aggregazione può essere solido o liquido.

EBERT H. e HOFFMANN B. A. *Produzione dell'elettricità nell'aria liquida* (pp. 706-718). — Se s'immerge nell'aria liquida un corpo conduttore o isolante sospeso ad un filo di seta, si constata, dopo averlo tolto, che possiede una forte carica negativa. Ma nessuna elettrizzazione di questo genere si produce coll'aria liquida filtrata e per conseguenza, privata delle impurità solide (anidride carbonica, olio, ecc.) che essa contiene. Aggiungendo successivamente ciascuna di queste sostanze a dell'aria liquida filtrata, gli A. hanno mostrato che l'elettrizzazione è dovuta alle piccole particelle di ghiaccio che scorrono sopra il corpo introdotto il quale diviene negativo mentre le particelle restano elettrizzate positivamente. Bisogna fare attenzione a questa elettrizzazione nelle esperienze in cui si impiega l'aria liquida come mezzo di raffreddamento.

Hensen V. *Produzione del suono nei tubi con imboccatura e ufficio degli strati d' aria in movimento* (pp. 719-741). È uno studio sperimentale sui movimenti dell' aria in vicinanza dell'imboccatura dei tubi sonori,

Runge C. *Sullo spettro del radio* (pp. 742-745). — Fra le quindici righe segnalate da E. Demarcay (*C. R.*, 129, p. 717, 1899) per lo spettro del cloruro di bario radifero l'A. ne ritiene tre solo come caratteristiche del radio. Esse corrispondono alle lunghezze d' onda 4826,14 4682,346 e 3814,591.

Wesendonck (v). K. *Ancora sulla termodinamica* (pp. 746-756).

Winkelmann A. *Influenza di un tratto di scintilla nel circuito di un tubo sulla produzione dei raggi di Röntgen* (pp. 757-767). — Intercalando un micrometro a scintille sul circuito di un tubo si possono far produrre a questo tubo i raggi di Röntgen a pressioni più grandi di quelle alle quali cessano di prodursi nelle condizioni ordinarie. La pressione limite dipende dalla lunghezza del micrometro a scintille, e dipende pure dalla sua posizione: quando la pressione è grande i raggi si producono soltanto quando il micrometro è fra il catodo e il rocchetto d' induzione; a pressioni più deboli si ottengono dei raggi anche quando il micrometro è fra il rocchetto e l' anodo, ma il tubo, in queste condizioni è meno attivo; continuando a diminuire la pressione la differenza d' azione del micrometro in queste due posizioni diminuisce e finisce collo scomparire. L'azione del micrometro è più marcata coll' idrogeno che coll' aria o coll' anidride carbonica; ma la pressione limite dipende dalla forma del tubo.

Marx E. *Sopra la caduta di potenziale e la dissociazione nei gas delle fiamme* (pp. 768-797). — Già Arrhenius stabilì che nelle fiamme contenenti dei sali, la conduzione si fa per ioni identici a quelli dell' elettrolisi; ricerche recenti di Smithells, Wilson e Dawson hanno confermato questa conclusione. Ma si sa pure che, in questo caso delle fiamme la legge di Ohm non è applicabile altro che per forze elettromotrici inferiori a 0,1 Volt. Giese, e poi Arrhenius avevano ammesso che non si trattasse di una reale inesattezza dell' ipotesi fondamentale di Ohm., quella cioè della proporzionalità fra la velocità e la forza, ma di una conseguenza di una corrente di saturazione che per una debole concentrazione di ioni, si stabilirebbe già per deboli forze elettromotrici.

Per chiarire questo punto, l'A. studia l' andamento del potenziale fra due elettrodi sovrapposti nella fiamma e commenta i suoi risultati, aggiungendovi delle considerazioni teoriche basate sulla teoria cinetica dei gas.

Egli adotta una disposizione sperimentale analoga a quella di Arrhenius; i due elettrodi, di tela metallica, distanti fra loro 17 mm. sono collegati ai due poli di una batteria di elementi Clark e si misura la differenza di potenziale fra il catodo e un filo di rame che si sposta nell' intervallo.

Il risultato più importante di queste esperienze è che la caduta di potenziale in vicinanza del catodo diminuisce quando si abbassa la temperatura dell' anodo; se ne conclude che, in queste condizioni, la quantità libera di elettricità positiva, situata in vicinanza del catodo, diminuisce.

Marx E. *Sopra il fenomeno di Hall nei gas delle fiamme* (pp. 798-834). — Affrontando la ricerca del fenomeno di Hall nelle fiamme che contengono dei sali alcalini dissociati, l'A. si è messo ad un problema molto difficile a risolversi. Non soltanto la legge di Ohm non è più esatta nel caso generale, ma la caduta di potenziale fra gli elettrodi, che ha luogo soprattutto in vicinanza immediata degli elettrodi è molto debole nell' intervallo, ciò che costituisce una condizione molto sfavorevole perchè l' effetto di Hall deve essere tanto più marcato quanto più grande è la forza elettrica. Per riparare quanto più fosse possibile a questa difficoltà, l'A. impiega un artifizio che gli è suggerito dallo studio precedente. Mentre quasi totalmente la caduta di potenziale si farebbe al catodo se i due elettrodi primari avessero la stessa temperatura, al contrario, portando l' anodo ad una temperatura notevolmente inferiore a quella del catodo, la carica positiva libera diminuisce al catodo e quindi diminuisce la caduta catodica del potenziale mentre che contemporaneamente aumenta la caduta intermediaria nello spazio fra gli elettrodi.

Disgraziatamente, prendendo in questa maniera sempre per catodo l' elettrodo più caldo bisogna rinunciare all' inversione della corrente primaria, per mezzo della quale si può ottenere un controllo molto importante nello studio del fenomeno di Hall.

I risultati più generali delle misure eseguite dall'A. sono conformi alle considerazioni che egli ha dedotto a priori dalla teoria degli ioni.

Riecke E. *Sulla relazione fra la conducibilità dei metalli per il calore e quella per l' elettricità* (pp. 835-842).

Exner F. M. *Nota sul movimento molecolare di Brown* (pp. 843-847). — L'A. ha cercato di ricercare, in un caso particolare, come la velocità delle particelle sottoposte al movimento di Brown varia colla loro grandezza e colla temperatura. Le misure mostrano che, per una stessa temperatura, la velocità diminuisce quando le dimensioni delle particelle aumentano, e che per particelle della

stessa grandezza e a temperature differenti, il quadrato della velocità non cresce come la temperatura assoluta.

KLEMENCIC J. *Sopra la resistenza interna dell' elemento Weston* (pp. 848-853). — L'A. ha studiato l' elemento campione Weston fornito dalla *European Weston Electrical Instruments Co.* di Berlino. Esso è costruito, come il campione Clark, col cadmio al posto dello zinco, e con una soluzione di solfato di cadmio concentrata a 4°, senza cristalli di solfato in eccesso.

Secondo l'A., questo campione è superiore a tutti gli altri non soltanto per la costanza della sua forza elettromotrice ma anche per il debole valore della sua resistenza.

KOENIG W. *Due risposte* (pp. 854-862).

COEN E. *Forza elettromotrice dell' elemento Weston. Osservazioni sopra un lavoro di W. Marek* (pp. 863-864). — L'A. richiama l' attenzione sui gravi errori che si potrebbero commettere impiegando i valori indicati da Marek per questo elemento. Secondo l'A., il campione sarebbe instabile fra 0° e 23° circa e non potrebbe essere utilizzato che fra 38° e 26°.

STREINTZ F. *Sopra la conducibilità elettrica delle polveri compresse* (pp. 1-19). — Il nero di platino compresso in modo da avere una densità di 11,6 presenta una resistenza che è circa 6,5 volte più grande di quella del platino ordinario, ma con un coefficiente di temperatura di 0,00145 invece di quello 0,004 del platino. La resistenza della polvere di carbone non è la definita; cresce col tempo fino a venire quasi doppia del valore primitivo, e decresce, col crescere della temperatura, di circa 1 °|₀ per grado. La resistenza della polvere di grafite varia pure col tempo, ma in un modo più complesso : essa cresce dapprima e poi diminuisce; il coefficiente di temperatura è negativo e molto più debole di quello della polvere precedente.

EICHHORN M. *Resistenza del bismuto in un campo magnetico variabile* (pp. 20-42). — L'A. ha ricercato se, in un campo magnetico rapidamente variabile, la variazione di resistenza del bismuto segue esattamente la variazione del campo o presenta un ritardo rispetto a questo.

Egli, avendo cura di compensare le correnti indotte, ha osservato un' isteresi della resistenza. La grandezza del ritardo dipende dalla velocità di variazione del campo, a partire da un minimo di questa velocità il quale è già oltrepassato quando si hanno da 500 a 1000 periodi per minuto.

La spirale di bismuto non può dunque servire per dare i valori istantanei di corpi rapidamente variabili.

Grüneissen E. *Sulla determinazione della conducibilità calorifica dei metalli e sul suo confronto colla conducibilità elettrica* (pp. 43-75). — L'A. misura il coefficiente di conducibilità calorifica coll'osservazione dello stato variabile delle temperature nell'interno di una sbarra metallica di cui una estremità è subitaneamente raffreddata con una corrente di acqua fredda.

La presenza di materie estranee (As, C, S, Ni, Mn, Ph, Si) ha per effetto di aumentare il valore del rapporto fra il coefficiente di conducibilità calorifica e il coefficiente di conducibilità elettrica.

Starke H. *Sulla riflessione dei raggi catodici* (pp. 75-100). — In un lavoro anteriore (*Wied. Ann.* 66, p. 49, 1898) l'A. ha mostrato l'esistenza di una riflessione dei raggi catodici; in questo lavoro dà i risultati di misure più precise. Egli trova come fattori di riflessione (prendendo come misura dell'intensità le cariche trasportate) 28,2 per l'alluminio e 45,5 per il rame.

Starke H. *Nota sopra l'azione meccanica dei raggi catodici* (pp. 100-107). — L'A. riferisce delle prove fatte per misurare l'azione meccanica dei raggi catodici; da esse risulta che quest'azione, nelle esperienze eseguite, era inferiore a 0,0001 di dina.

Auerbach F. *Durezza dei metalli* (pp. 108-116).

Auerbach F. *Elasticità e durezza della silice cristallizzata, amorfa, e idratata* (pp. 116-120). — L'A. trova che l'elasticità e la durezza diminuiscono quando si passa dal cristallo di rocca al quarzo amorfo e dal quarzo amorfo all'opale.

Eckerlein P. A. *Conducibilità calorifica dei gas; influenza della temperatura, a temperature basse* (pp. 120-155). — Nel raffreddamento di un termometro attraverso una massa gassosa il fenomeno di conducibilità viene complicato dal fenomeno di irraggiamento. Ma quest'ultimo, secondo la legge delle quarte potenze delle temperature assolute, avrà un'importanza relativa tanto più piccola quanto più sarà bassa la temperatura a cui si opera.

L'A. adoperando bagni di aria liquida per avere delle temperature bassissime determina in questa maniera l'influenza della temperatura sulla conducibilità, a temperature molto basse dell'aria, dell'idrogeno e dell'anidride carbonica e i suoi risultati presentano un accordo soddisfacente con quelli che si possono dedurre dalla teoria di Maxwell.

Voigt W. *Ancora la teoria termodinamica di Liebenow della termoelettricità* (pp. 155-158).

LUMMER e PRINGSHEIM. *Nota al nostro lavoro : Sulla radiazione di un corpo nero alle temperature comprese fra 100° e 1300° C.* (pp. 159-160).

TAMMANN G. *Sopra i limiti dello stato solido* - Parte V (pp. 156-194). — In questa Memoria l'A. descrive le misure dirette che ha eseguito fino alla pressione di 1200 kilogrammi per determinare il calore di fusione del benzolo, e indica le dimensioni che deve avere il vaso d'acciaio nel quale è contenuta la sostanza, perchè la sua capacità calorifica non sia troppo grande da rendere illusoria una esperienza calorimetrica.

L'A. descrive poi un metodo per mezzo del quale ha potuto misurare direttamente la variazione di volume che accompagna la fusione.

La Memoria termina con una rappresentazione geometrica dei diversi stati gassoso, liquido, amorfo e cristallino.

KAISER H. *Lunghezze d'onda delle linee dello spettro dell'arco del ferro* (pp. 195-203). — L'A. ha determinato le lunghezze d'onda di un grandissimo numero di linee dello spettro dell'arco del ferro. Egli ha operato sopra delle fotografie di spettri normali e proceduto per interpolazione utilizzando le misure esatte anteriori di Rowland.

BUCHERER A. H. *Sulla teoria della termoelettricità degli elettroliti* (pp. 204-209). — L'A. fa delle considerazioni di termodinamica che lo conducono a formule analoghe a quelle che si deducono dalla teoria di Nernst.

SCHARP C. H. *Nuovo metodo per la determinazione dello spessore di strati sottili* (pp. 210-220). — L'A. descrive un metodo ottico per valutare lo spessore di uno strato sottile portato sopra un supporto.

Nel punto dove si vuol misurare lo spessore si toglie questo strato sopra una piccola superficie in modo da mettere a nudo il supporto. Poi si prende un'impronta della superficie; e a tale scopo ci si serve di una mescolanza di colofonia e di pece di Borgogna che si applica a caldo e che si lascia raffreddare lentamente prima di distaccarla.

L'impronta ottenuta porta in rilievo l'immagine della porzione tolta dello strato. Se si appoggia questa impronta sopra una lastra di vetro e se si osservano allo spettroscopio i due sistemi di frangie della lastra d'aria interposta si può misurare lo spessore del rilievo.

STARK J. *Azioni elettriche di un riscaldamento locale in un gas attraversato da una corrente* (pp. 221-242). — L'A. prosegue le sue ricerche sulle scariche elettriche nei gas rarefatti e sul-

l'azione esercitata da filamenti di carbone incandescenti sopra la caduta del potenziale nell' interno di questi tubi.

Egli determina l' influenza del riscaldamento separatamente nella luce positiva non stratificata, nella luce negativa, nello spazio oscuro intermedio, nello spazio oscuro catodico e nella luce positiva stratificata.

La Memoria termina con alcune considerazioni sopra l'ufficio che può avere la differente velocità degli ioni positivi e negativi nella produzione delle strie.

STARK J. *Sull' estinzione termica dell' illuminazione elettrica dei gas rarefatti* (pp. 243-246). — L'A. collega ai fatti contenuti nella Memoria precedente quello dell' estinzione termica della luminosità elettrica dei gas rarefatti, osservata già da altri sperimentatori e anche da lui stesso.

Si è visto che per il riscaldamento di uno spazio oscuro la caduta di potenziale si trova diminuita; è naturale che, se la differenza di potenziale diminuisce, l' energia spesa diminuisce pure e diminuisce, per conseguenza, l' intensità della luminescenza.

CRANG C. e KOCH K. R. *Effetti esplosivi dei proiettili della fanteria moderna* (pp. 247-274). — Numerose fotografie istantanee ottenute nelle circostanze le più svariate, conducono l' A. ad ammettere, che gli effetti esplosivi dei proiettili della fanteria devono essere attribuiti non tanto ad una propagazione di un movimento ondulatorio attraverso il mezzo quanto ad un trasporto in massa del mezzo stesso.

EDELMANN M. TH. *Pendolo interruttore di Helmholtz* (pp. 274-282). — Il pendolo interruttore di Helmholtz, la cui immagine rimonta a una trentina di anni, è impiegato correntemente in Inghilterra per chiudere un circuito durante un piccolissimo intervallo di tempo conosciuto.

Nella Memoria è descritta la forma di questo pendolo interruttore datagli dall'A., per mezzo della quale si possono misurare degli intervalli di tempo con l' esattezza del duecentomillesimo di secondo.

LUMMER O. e JANKE E. *Sopra l' espressione dell' irraggiamento di un corpo nero e del platino brillante* (pp. 283-298).

LENARD P. *Sulla dispersione dell' elettricità nell' aria attraversata dai raggi ultravioletti* (pp. 298-320). — Il passaggio di raggi ultravioletti di piccolissima lunghezza d' onda rende l' aria conduttrice; l'A. si propone in questa Memoria di studiare il meccanismo di questa azione.

ABT A. *Un metodo semplice per determinare il punto neutro delle coppie termoelettriche* (pp. 220-327). — Si sa che il punto

neutro è quello che corrisponde ad una differenza di temperatura tale che il potere termoelettrico cessa di aumentare per cominciare a diminuire. Per le coppie che seguono la formula d'Avenarius

$$E = a(t_1 - t_2) + b(t_1^2 - t_2^2),$$

questa differenza di temperatura è la metà di quella per la quale il potere termoelettrico è nullo. L'A. si fonda appunto sopra tale osservazione, e trova per le coppie ottone-piombo, ferro-argento e zinco-ferro il punto neutro rispettivamente alle temperature di 117°, di 276°,8 e di 232°,15.

MÜLFORTH P. *Sull' assorbimento dei gas nelle polveri di vetro* (pp. 328-352).

SAMOJLOFF. *Sulla determinazione del numero d' interruzioni di una corrente alternata* (pp. 353-354).

BURBURY S. H. *Sulla ipotesi fondamentale della teoria cinetica dei gas* (pp. 355-365).

JAEGER W. e LINDECK. *Sull' elemento Weston al cadmio; risposta ad una osservazione di E. Cohen* (pp. 366-368).

M. PANDOLFI.

Zeitschrift für Physikalische Chemie.

Vol. 36, fascicolo 2.

RITTER HANS. *Sul potere rotatorio molecolare dell' etere etilico dell' acido n-acetil-l-malico* (pp. 129-167). — Lo scopo del lavoro è di studiare le variazioni regolari nel potere rotatorio entro una serie omologa di composti, in relazione al « prodotto di assimetria » del Guye; e sceglie appunto i derivati acetilici dell' etere etilico dell' acido l-malico, riguardando come primo termine della serie omologa di questo etere l' etere etilico dell' acido acetil-l-malico. I risultati sono raccolti nella seguente tabella dove α è l' angolo letto, donde

$$[\alpha]_D^{20} = \frac{\alpha}{d_4^{20}} \quad e \quad [M]_D^{20} = [\alpha]_D^{20} \cdot \frac{\text{Peso mol.}}{100}$$

dove $[M]_D$ è il potere rotatorio molecolare:

Etere etilico dell'acido :	Peso molec.	d_4^{20}	α	$[\alpha]_D^{20}$	$[M]_D^{20}$	$P \times 10^6$
acetil- l-malico	232	1,1169	−25,24°	−22,60	−52,43	17
propionil- » »	246	1,0926	−24,90°	−22,79	−56,06	0
n-butiril- » »	260	1,0735	−24,42°	−22,75	−59,15	0
n-valeril- » »	274	1,0551	−22,56°	−21,38	−58,56	11
n-capronil- » »	288	1,0420	−21,15°	−20,30	−58,46	26
enantil- » »	302	1,0289	−19,85°	−19,30	−58,27	44
caprilil- » »	316	1,0162	−18,51°	−18,21	−57,53	61
pelargonil- » »	330	1,0073	−17,45°	−17,24	−57,17	77
caprinil- » »	344	1,0011	−16,63°	−16,60	−57,14	91

Nell' ultima colonna sono segnati i numeri calcolati secondo il prodotto asimmetrico del Guye.

ADRIANI H. J. *Curve eutettiche in sistemi di tre corpi di cui due sono antipodi ottici* (pp. 168-172). — L'A. seguendo il metodo del Bruni (*Rend. Atti della Acc. dei Lincei* 1899) per determinare le curve crioidratiche di misture differenti di antipodi; studia le curve eutettiche in solventi differenti dall' acqua chiamando il solvente « terzo corpo ». Il metodo del Bruni presenta maggiori vantaggi se il « terzo corpo » ha un punto di fusione relativamente elevato. La sostanza impiegata dall'A. è la *d* e *l* canforossima, e i solventi sono naftalina, fenantrene, benzoino, antracene. Dai risultati ottenuti si rileva che alla temperatura di 60° la temperatura eutettica della i-ossima, è maggiore di quella degli antipodi; la differenza va diminuendo coll' aumentare della temperatura cosicchè a 76° coincidono le tre temperature eutettiche. Alla temperatura di 97°,2 la i-canforossima è allo stato racemico, elevando ancora la temperatura sparisce la curva del corpo racemico, a 105°,6 la i-canforossima si deve considerare come una mescolanza cristallina.

DRUCKER KARL. *Sopra due casi di catalisi in sistemi non omogenei* (pp. 173-215). — L'A. studia la solubilità dell' anidride clorocromica e della anidride arseniosa nell' acqua in presenza di catalizzatori. In generale per l' anidride clorocromica i riducenti accelerano la soluzione. La accelerazione varia assai con la natura del riducente non però in modo uniforme. Sull' aumento o diminuzione influisce molto la concentrazione e il potenziale di riduzione e sarebbe all' incirca proporzionale a quest' ultimo.

I riducenti poco solubili agiscono solo in presenza della sostanza solida. Per l' anidride arseniosa esiste pure una azione catalitica che può essere determinata sia dall' Hione e dagli Onioni,

così pure dall'acetato sodico non dissociato. L'alcool amilico avrebbe una azione ritardatrice.

Van LAAR J. J. *Calcolo del potenziale termodinamico secondo T e p per sostanze complesse* (pp. 215-224). — La relazione presa in considerazione dall'autore è

$$\psi_1 = \frac{\partial \psi}{\partial n_1}, \quad \psi_2 = \frac{\partial \psi}{\partial n_2} \text{ ecc.} \quad \frac{\partial \psi}{\partial T} = \frac{1}{T^2}(E + p v); \quad \frac{\partial \psi}{\partial p} = -\frac{v}{T}$$

dove naturalmente E è l'energia e V il volume totale del sistema: p la pressione T temperatura assoluta; le quantità ψ_1 e ψ_2 sono derivate la $-\frac{\mu_1}{T}$ e $-\frac{\mu_2}{T}$ ecc., dove μ_1 e μ_2 ecc. sono i così detti potenziali termodinamici dei componenti il sistema; n_1 e n_2 sono i numeri delle molecole. È presa in considerazione la soluzione di un sale nell'acqua. Nell'acqua si trovano molecole d'acqua semplici e doppie; il sale è parzialmente dissociato elettroliticamente; vi sono molecole non dissociate e ioni positivi e negativi. Se il grado di dissociazione del sale è x_1 e β il grado di dissociazione delle molecole doppie dell'acqua si ha: molecole doppie di acqua $(1-\beta)\,n_1$; molecole semplici $2\beta\, n_1$; $(1-\alpha)\,n_2$ parte non dissociata del sale $\overset{+}{v}\, x\, n_2$ ioni positivi, $\overset{-}{v}\, x\, n_2$ ioni negativi, dove $\overset{+}{v}$ e $\overset{-}{v}$ sono i numeri degli ioni nei quali la molecola del sale si dissocia. Se ora usiamo il simbolo ∂ come esprimente la differenzazione totale invece di $\frac{\partial \psi}{\partial n_1} = \psi_1$ abbiamo

$$\frac{d\psi}{\partial n_1} = \frac{\partial \psi}{\partial n_1} + \frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial n_1} + \ldots\ldots = \psi_1 .$$

L'A. ottiene l'equazione generale esprimendo le trasformazioni dovute ad ogni reazione in cui $\Sigma\,(v_1\,\psi_1) = 0$

$$\Sigma\left(v_1 \frac{d\psi_1}{dp}\right) = \frac{1}{T^2}(\Delta\, E + p\, \Delta\, V)$$

$$\Sigma\left(v_1 \frac{d\psi_1}{dp}\right) = -\frac{\Delta V}{T}$$

e $\Delta\, E + p\, \Delta\, V$ oppure Q è il calore molecolare assorbito.

L'A. discute inoltre l'equilibrio della dissociazione. Se $\overset{0}{\psi}_1$ e $\overset{0}{\psi}_2$ si riferisce alla parte non dissociata della sostanza è:

$$\psi_1 = \overset{0}{\psi} + \alpha (- \overset{0}{\psi}_1 + \overset{++}{v \, \Phi_1} + \overset{--}{v \, \psi})$$

Se c'è equilibrio il fattore chiuso tra parentesi è 0 perciò

$$\psi_1 = \overset{0}{\psi}_1$$

Ciò vale per tutti i processi di dissociazione, differenziando secondo T e p e scrivendo

$$\Sigma (v_1 \psi_1) = 0$$

$$\Sigma \left(v_1 \frac{d\overset{0}{\psi}_1}{dt} \right) = \frac{Q}{T^2} ; \qquad \Sigma \left(v_1 \frac{d\overset{0}{\psi}_1}{dp} \right) = - \frac{\Delta V}{T}$$

inoltre se $\overset{0}{\psi}_1 = \overset{0}{\psi'}_1 - R \log \overset{0}{c}_1$ ecc., troviamo invece di $\Sigma (v_1 \psi_1) = 0$

$$\Sigma (v_1 \overset{0}{\psi}_1) - R \, \Sigma (v \log \overset{0}{c}_1)$$

donde possono essere dedotte nuove relazioni. Quivi è dimostrato gli errori che si fanno frequentemente nell'usare in questa formula ψ' e ψ'_0.

TANATAR S. *Sulla combustione dei gas* (pp. 225-226). — Aggiungendo circa il 15 % di propilene al gas tonante esso non esplode più, nè per accensione nè collo scintillamento. Con quest'ultimo brucia solo il propilene, così pure avviene se si fa passare il gas attraverso un tubo di vetro che abbia una parte arroventata.

DUHEM P. *Sull' evaporazione di una mescolanza di due sostanze volatili nel caso in cui il vapore di una si possa dissociare* (pp. 227-231).

CUNAEUS E. H. J. *La determinazione del potere rifrangente come metodo per studiare la composizione nella coesistenza delle due fasi liquido-vapore* (pp. 232-238). — Il potere rifrangente di una mescolanza di due gas coincide solo in via approssimata con il valore dedotto dal potere rifrangente di ciascun gas e del loro rapporto nella mescolanza. Ciò si spiegherebbe colla deviazione dalla regola di Amagat per la densità delle mescolanze gassose. Dal potere rifrangente si può tuttavia dedurre la composizione di una mescolanza di vapori. Per l'etere e per l'acetone si hanno

valori accordanti, per piccole quantità di etere e risp. di acetone, secondo la formula

$$\frac{1}{p} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_d} = \frac{x_d - x_f}{x_d (1 - x_d)} .$$

Le piccole deviazioni che si osservano possono derivare secondo l'A. dal piccolo strato liquido che si depone sulle pareti di vetro dell' apparato.

MADSEN TH. *Esperienze sulla variazione della idrolisi per la temperatura* (pp. 290-304). — Per le esperienze l'A. adoperò il cianuro potassico, e alcune combinazioni di zuccheri con idrato di soda. Col cianuro potassico segue il metodo di Schields (*Zeitsh. f. Phys. Chem.* 12, 1893, per i saccarrati segue le indicazioni date dal Kullgren (*Bihang. till. K. Svenska Vet. Akad. Handingar*, 24, Afd. II, N. 3). In ogni caso si è sempre misurata la velocità di saponificazione dell' acetato di etile: indicando con K questa velocità i risultati ottenuti sono

	Temp. (media)	K (media)
Cianuro di potassio	10°	2,24
	39,33	13,17
Saccarrosio . . .	10,52	0,801
	26,6°	2,68
	39,81	6,56
Destrosio	10,5°	0,336
	27,91	1,584
	40,86°	4,311
Levulosio	10,35	0,342
	28,25	1,835
	38,5°	4,221

BAEDEKER K. *Determinazione della costante dielettrica di alcuni gas e vapori in relazione con la temperatura* (pp. 305-335). — Per le determinazioni fu impiegato il metodo di Nernst. Le sostanze impiegate sono solfuro di carbonio, anidride solforosa, acido cloridrico, ammoniaca, acqua, alcool metilico e etilico, e biossido di azoto.

L'A. arriva a stabilire che la formula del Clausius-Mossotti va molto probabilmente in modo uniforme per gli intervalli di

temperatura, con la legge di Maxwell. Se per un gas non vale la legge del Maxwell la deviazione alla formula del Clausius-Mossotti avviene in guisa che per elevate temperature la costante dielettrica rappresenta prossimamente il quadrato dell' indice di rifrazione.

WORINGER B. *Sulla dispersione rotatoria dell' acido malico* (pp. 336-357). — L'A. fa le determinazioni curando le più minute scrupolosità perchè esse riescano esattissime. In complesso si rileva che: le variazioni della rotazione specifica per differenti radiazioni e per concentrazioni differenti dell' acido malico sono uniformi, e non saltuarie. Non si può ottenere una concentrazione affatto acromatica, tuttavia un acromatismo parziale si può ottenere per soluzioni che contengono più del 78 % di acqua. Le anomalie che si riscontrano nella rotazione del acido malico si possono rappresentare come delle increspature alla superficie della rotazione specifica.

RICHARDS TH. W. *Proposta per una definizione della capacità termica* (pp. 358-360). — L'A. propone di esprimere la capacità termica in unità assolute o in Joule sapendosi che 42,000,000 di Ergo corrispondono a 4,2 Joule. A ciò si arriva se si mantiene la divisione centesimale di un termometro a idrogeno o ad elio, e per unità della capacità termica si prende quella capacità che per 1 Joule (1 Watt secondo; oppure 10^7 Ergo) si riscalda di un grado della scala centesimale. Qui la unità di capacità varia con l'equivalente meccanico del calore, ma la capacità termica è meno sensibile che la temperatura, come avverrebbe nel caso che si volesse stabilire l' unità di capacità prendendo come unità di temperatura $\frac{10}{42}$ dell' ordinaria scala centesimale, e ritenendo il calore specifico dell' acqua ad una determinata temperatura come capacità termica. L'A. propone di chiamare la prima capacità termica proposta come unità, col nome di unità « Mayer » in memoria di Julius Robert Mayer. Secondo questa unità di misura un grammo di acqua a 20° avrebbe una capacità termica di 4,181 Mayer, e un grammo di mercurio liquido $0{,}0333 \times 4{,}18 = 0{,}139$ Mayer.

La costante dei gas $0 = 16$ sarebbe espresso da 8,32 Mayer, e la costante atomica di Dulong e Petit sarebbe eguale a 26,6 Mayer. Per misure termochimiche, si potrebbe prendere il kilo Mayer come unità di misura.

KLEIN A. *Variazione di energia libera nella formazione di un sale metallico difficilmente solubile* (pp. 361-371). — L'A. misura la f. e. m. di elementi costruiti secondo lo schema seguente:

Amalgama	I Sale poco solubile del metallo	Soluz. acquosa di I. II Sale potassico — Sale potassico con nitrato potassico in eccesso.	II Sale poco solubile del metallo	Amalgama

Nel caso dell'amalgama di piombo sarebbe:

Pb Amalgama	$Pb J_2$	$\frac{KJ \quad K_2 SO_4}{+ KNO_3}$	$Pb SO_4$	Pb Amalgama

Nel caso del piombo l'A. trova una serie di reazioni endotermiche di cui solo poche furono già studiate da Bugarsky *(Zeit. f. anor. Chem.* 14, 145) inoltre la non coincidenza con la regola del Thomson. La reazione $Pb J_2 + K_2 SO_4 \rightleftarrows Pb SO_4 + 2KJ$ oltre i $+ 8^0$ è esotermica e sotto i $+ 8^0$ è endotermica.

Dott. R. Salvadori.

Philosophical Magazine. Serie 6., Vol. 1, 1901.

Schuster A. *Sull' inerzia elettrica e sull' inerzia della convezione elettrica* (pp. 227-238). — Il calcolo dell'autoinduzione è basato sull'ipotesi che la corrente invada uniformemente tutta la sezione del conduttore, ritenendo che il flusso di corrente sia analogo a quello di un fluido incompressibile. Ma ciò non vale per gli elettroliti nei quali l'elettricità è trasportata da ioni irregolarmente distribuiti; e lo stesso può dirsi pei gas.

L'A. calcola per questi conduttori i termini addizionali che si rendon necessari pel computo dell'autoinduzione, e discute i casi nei quali tal correzione può influire sui risultati sperimentali.

Sowter R. J. *Sulle lenti astigmatiche* (pp. 239-246). — Scopo di questo lavoro è di semplicizzare lo studio sistematico delle proprietà delle lenti astigmatiche, e di mostrare la relazione fra un tipo generale di tali lenti e i suoi equivalenti. Sono specialmente considerate le lenti ellissoidiche e quelle cilindriche.

Mizuno T. *Funzione dell' autoinduzione nell' interruttore Wehnelt* (pp. 246-250). — Son descritte alcune esperienze che mostrano come il funzionamento dell' interruttore elettrostatico dipenda dall' autoinduzione del circuito.

WILLOWS R. S. *Sugli effetti di un campo magnetico sulla scarica attraverso un gas* (pp. 250-260). — L'azione di un campo magnetico sulla scarica che avviene in un gas rarefatto è d'ordinario di tal natura, che un campo trasversale rende più difficile la scarica, mentre un campo longitudinale la favorisce. Ma l'A. osservò che avviene tutto il contrario se la pressione è compresa fra 0,1 e 1 mm; e che l'azione di un campo trasversale è diversa a seconda che il campo stesso si stabilisce più o meno vicino al catodo.

In questa Nota son descritte le esperienze fatte su questo soggetto, e i resultati ottenuti.

SHAW P. E. *Ricerche sul coherer semplice* (pp. 265-296). — Il coherer studiato dall'A. è formato dal contatto di due fili, uno dei quali è fisso e l'altro è portato dall'equipaggio mobile di un galvanometro e va ad appoggiarsi sul primo. Con questo « afometro » l'A. ha potuto determinare il valore dell'adesione che si presenta fra i due fili, determinando l'intensità della corrente che deve circolare nel galvanometro per produrre il distacco. Producendo poi delle oscillazioni elettriche in vicinanza dei due fili quasi a contatto, l'A. ha potuto studiare l'azione del coherer, e dalle osservazioni fatte sembra si possa dedurre che sotto l'influenza delle oscillazioni scocchino delle scintille che producono una saldatura fra i due fili. Nel primo momento in cui si manifesta l'azione del coherer, ha influenza anche lo strato gasoso che riveste le superficie dei due fili, e che oppone una notevole resistenza alla corrente.

Per studiare poi l'azione della distanza fra i fili, l'A. ha fatto uso di una disposizione simile al micrometro elettrico già descritto in altra occasione (*N. Cim* (5), 2, p. 384).

RICHARDSON S. W. e LAWS S. C. *Alcuni cambiamenti interessanti nello stato magnetico di una lega di ferro e alluminio, dovuti a successivi riscaldamenti e raffreddamenti* (pp. 296-301). — Per una lega di ferro e alluminio (97,29 di ferro, 2,42 di allumio, e quantità inferiori a 0,1 di carbonio, manganese, silice, fosforo e solfo) gli A. hanno trovato un comportamento diverso da quello del ferro. Essa infatti presenta almeno due massimi nella curva rappresentante l'andamento della permeabilità colla variazione della temperatura in un campo costante. In campi deboli l'intensità della magnetizzazione cresce ad ogni riscaldamento, e le curve dei raffreddamenti non coincidono mai con quelle dei riscaldamenti.

Lord RAYLEIGH. *Su un problema relativo alla propagazione del suono fra due pareti solide* (pp. 301-311). — Scopo principale

di questa Nota è di ricercare se nella propagazione del suono al di sopra di una superficie d'acqua, si formano delle ombre sonore a motivo della viscosità e della conduzione del calore. L'A. trova che in pratica tale effetto può esser trascurato.

STRUTT R. J. *Sulla tendenza dei pesi atomici verso numeri interi* (pp. 311-314). — Dal calcolo delle probabilità l'A. deduce che non vi è più di una probabilità su mille che i pesi atomici degli elementi, se fossero distribuiti a caso, avessero valori così poco diversi dai numeri interi quali son quelli che hanno realmente.

SCHUSTER A. *Sulla precessione magnetica* (pp. 314 324). — Se l'elettricità possiede inerzia, la rotazione di un corpo percorso da corrente deve influire sulla corrente stessa, come la rotazione della terra devia i venti. E se il magnetismo terrestre fosse dovuto a correnti elettriche gli effetti dell'inerzia potrebbero spiegare le variazioni secolari del magnetismo terrestre. Le ricerche dell'A. mostrano che se le correnti terrestri fossero dovute ad electroni rotanti attorno agli atomi, si potrebbe di fatto render conto con l'inerzia elettrica delle variazioni del magnetismo terrestre.

POCKLINGTON H. C. *Sulle equazioni fondamentali dell'elettrodinamica e l'esperienza di Cremieu* (pp. 325-330). — L'A. criticando le conclusioni della nota esperienza del Cremieu sulla convezione elettrica, espone delle considerazioni da cui resulta che non possiamo dire con certezza se un involucro conduttore, che fa da schermo per la forza elettrica, non riduca a zero anche la forza magnetica. E se un tale effetto di schermo, totale o parziale, non può esser dimostrato teoricamente impossibile, l'esperienza di Cremieu non costituisce un'obiezione decisiva all'esattezza delle equazioni fin qui accettate per il campo elettromagnetico.

BUCHANAN J. *Contributo alla teoria dell'induzione magnetica nel ferro e negli altri metalli* (pp. 330-341). — È ben noto che i problemi del magnetismo possono trasformarsi in problemi di elettricità o del calore. Ora l'A. mostra che le soluzioni di un'equazione a derivate parziali

$$\frac{dI}{dH} = p \frac{d^2 I}{d \theta^2}$$

analoga a quella di Fourier, possono rappresentare i resultati complessi ottenuti in numerosi esperimenti che sono stati fatti sull'induzione magnetica. In quell'equazione I ed H sono l'intensità della magnetizzazione e del campo, p è una costante, e θ è una quantità variabile con la tensione, la temperatura ecc.

Burke B. B. *Sul bagliore fosforescente nei gas* (pp. 342-356 e 455-464). — Quando la scarica di due bottiglie unite in cascata passa per un circuito formante poche spire che avvolgono un pallone di vetro, si produce nel gas rarefatto una scarica brillante in forma di anello, e se la pressione è fra 0,002 e 0,007 mm. il passaggio della scarica è seguito da una viva fosforescenza del gas che dura talvolta uno o due minuti.

L'A. studia accuratamente le condizioni in cui si produce tal fosforescenza, e dalle numerose osservazioni fatte conclude che essa è dovuta a particelle non elettrizzate, e non a ioni nè a ricombinazione di ioni. Sembra poi che la fosforescenza sia dovuta ad impurità del gas; ma per la sua produzione è necessaria la presenza dell'ossigeno o dell'ozono. Le particelle fosforescenti sarebbero formate, secondo l'A., da grandi gruppi molecolari prodotti dalla scarica, e che persisterebbero per qualche tempo nel gas non ostante il bombardamento molecolare, a motivo della repulsione che essi eserciterebbero sulle molecole che vi si avvicinano.

Sacerdote P. *Osservazioni alla Nota di L. T. More: sulla supposta elongazione di un dielettrico in un campo elettrostatico* (pp. 357-359). — L'A. fa osservare che il resultato negativo che ottenne il More (cfr. *N. Cim.* (5), 2, p. 78) si deve unicamente alla disposizione da lui adottata.

Thomson J. J. *Su una specie di radiazione facilmente assorbita prodotta dall'urto di raggi catodici moventisi lentamente, con una teoria della luce negativa, dello spazio oscuro e della colonna positiva* (pp. 361-376). — La radiazione studiata dall'A. è quella che si propaga nell'aria attraverso una foglia sottilissima d'alluminio, che chiude un tubo a rarefazione nel quale avviene la scarica elettrica. I raggi che attraversano tal foglia d'alluminio sono quasi completamente assorbiti da una seconda foglia uguale, e anche l'aria li assorbe intensamente. I raggi studiati dall'A. hanno origine dove la luce negativa colpisce un ostacolo solido, e son probabilmente raggi Röntgen prodotti dai raggi catodici che si muovono assai lentamente nel tubo, e dalle particelle che costituiscono la luce negativa. L'A. espone poi una teoria dei fenomeni che si producono nei tubi di scarica, che non è che una estensione dell'ipotesi, già emessa dall'A. stesso, che la produzione degli ioni sia dovuta all'urto di particelle elettrizzate negativamente.

Lehfeldt R. A. *Forza elettromotrice e pressione osmotica* (pp. 377-403). — Per eliminare alcune difficoltà che si presentano nella teoria di Nernst per le forze elettromotrici di concentrazione,

l'A. fa uso di un particolare processo isotermico e di una membrana che sia impermeabile per l'acqua, ma che si lascia attraversare tanto dagli ioni liberi quanto dalle molecole non dissociate.

In tal modo egli ottiene un'equazione secondo la quale la f. e. m. dipende non solo della concentrazione degli ioni, ma anche in ugual misura da quella delle molecole saline neutre.

Lehfeldt R. A. *Sull' interpretazione grafica delle curve sperimentali* (pp. 403-405). — In occasione delle precedenti ricerche l'A. ha dovuto occuparsi della derivazione di una funzione $y=f(x)$ la cui forma analitica non era nota, ma che si poteva rappresentare graficamente mediante i resultati sperimentali. In questa breve nota l'A. indica un modo di eseguire tale derivazione.

A. Stefanini.

Pietro Salvioni, *gerente responsabile.*

SULLE SCARICHE OSCILLATORIE.

Ricerche di A. BATTELLI *e* L. MAGRI [1]).

PARTE I.

DESCRIZIONE GENERALE DEL METODO.

Nonostante che le ricerche teoriche di Thomson [2]), di Kirchhoff [3]), di Neumann [4]) e di Lorenz [5]) abbiano dato una guida sicura per le ricerche sperimentali sulle scariche oscillatorie, siamo ben lontani dall' avere una nozione chiara e completa del movimento dell' elettricità in tali scariche, essendo esso complicato da circostanze diversissime e molto mutevoli.

Le equazioni che resultano dagli studi teorici sopra accennati non sono direttamente applicabili ai casi più comuni della pratica, sia per le complicazioni che derivano dal comportamento non sempre ben conosciuto del dielettrico compreso fra le armature del condensatore, sia per la presenza della scintilla, sia per le eventuali dispersioni della carica: circostanze tutte di cui non si tien conto per stabilire le equazioni fondamentali, e che potranno avere un' azione più o meno sensibile sul movimento di quella parte di elettricità che si scarica nel circuito, e influire quindi sul valore del periodo d' oscillazione della scarica.

Ora, uno studio sistematico e simultaneo delle influenze che possono far variare il periodo di oscillazione, non è stato

1) Memorie della Reale Accademia delle Scienze di Torino, ser. 2., t. 51, 1902.
2) Phil. Mag., (4), 5, p. 393, 1853.
3) Pogg. Ann., 121, p. 551, 1864.
4) Gött. Nachr., p. 17, 1869.
5) Wied. Ann., 7, p. 161, 1879.

ancora eseguito, perchè le disposizioni adoperate fin qui non si son prestate a ricerche fra limiti molto estesi ed in modo da tener conto simultaneamente, se non di tutti, almeno dei principali elementi.

Nè si è presa mai in considerazione l'importanza della scintilla; alla cui resistenza vera non si è potuto assegnare un valore esatto, nonostante le ricerche di Cardani e di Heydweiller, date la grandissima mutabilità della scintilla stessa da un caso all'altro e la variabilità della sua resistenza dal momento in cui si stabilisce a quello in cui viene a cessare.

Inoltre è anche da osservare che, nelle scariche oscillanti, la corrente non si distribuisce uniformemente in tutta la sezione del conduttore. Di questa complicazione — che (come fu mostrato prima da Maxwell e poi più ampiamente da Lord Rayleigh, da Stefan e da Barton) modifica il valore della resistenza e dell'autoinduzione — non è stato tenuto conto se non per la scarica lungo fili rettilinei, pei quali soltanto, il calcolo della resistenza vera e dell'autoinduzione vera per correnti rapidamente oscillanti è stato eseguito. Infine, la trattazione completa dell'argomento richiede la conoscenza dell'energia spesa nelle varie parti del circuito, compresa la scintilla; ed in vero lo studio di tale distribuzione ha formato l'oggetto di importanti ricerche, per parte di Paalzow, di Villari, e più recentemente di Heydweiller e di Cardani.

Ma in tutte le suddette esperienze, sebbene si tenga conto del come le quantità misurate dipendono dalla capacità, dall'autoinduzione e dalla resistenza del circuito, non si determina però in qual modo la ripartizione della energia può essere influenzata dal periodo della scarica; perchè nel caso di scariche oscillanti le misure sono state eseguite per un solo valore del periodo di oscillazione, o quelle eseguite per periodi diversi, da diversi sperimentatori, sono fra loro difficilmente confrontabili.

Come dunque si vede da questo rapido cenno, gli elementi che possono influire sul fenomeno della scarica oscillatoria non sono stati studiati che isolatamente, sia nelle ricerche teoriche importantissime, sia nei vari lavori sperimentali. Manca

sempre uno studio generale e sistematico, ed è quello che noi ci siamo proposti di fare.

2. Diamo relazione, in questa memoria, della prima parte delle nostre ricerche, che conducono già a notevoli risultati. Per esse, noi abbiamo messo insieme in uno stesso apparato:

1° Una disposizione per la misura del periodo d'oscillazione;

2° Condensatori esenti dal difetto di ritardo di polarizzazione, e circuiti di coefficiente d'autoinduzione ben noto:

3° Calorimetri speciali per determinare la quantità del calore svolto dalle scariche, sia nella scintilla, sia nel circuito metallico da esse attraversato;

4° Un elettrometro che permettesse un'esatta misura del potenziale di scarica;

5° Un dispositivo per determinare la carica residua.

Apparecchi tali insomma, che ci permettessero di conoscere il periodo di oscillazione, l'energia disponibile al principio della scarica, la quantità di elettricità effettivamente scaricata, e l'energia dissipata sotto forma di calore nelle varie parti del circuito.

1. Misura del periodo di oscillazione.

A) Rivista delle ricerche anteriori alle nostre.

3. — Sebbene il carattere oscillatorio della scarica fosse riconosciuto la prima volta sperimentalmente da Henry di Washington [1]), ed anche Helmholtz [2]), nella sua memoria sulla conservazione della forza, ritenesse che la scarica di una batteria fosse oscillante, fu veramente W. Thomson [3]), che, per primo, stabilì le equazioni differenziali del movimento dell'elettricità nella scarica dei condensatori attraverso un circuito completamente metallico.

1) Cfr. Lodge. Modern Wiews of Electricity, p. 370.
2) Die Erhaltung der Kraft, p. 44, Berlin, 1847.
3) Philos. Mag., (4), 5, p. 393, 1855.

Integrando tali equazioni, il Thomson ottenne, pel periodo di oscillazione della scarica, la formula ben nota

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}} . \qquad (1)$$

Dopo le belle esperienze del Feddersen, che richiamarono maggiormente l'attenzione dei fisici su questo fenomeno, furono eseguite varie ricerche, sia per dimostrare sperimentalmente l'esistenza delle ondulazioni elettriche, sia per verificare le formule teoriche del Thomson.

Tali esperienze — cui crediamo utile accennare brevemente — possono essere divise in due gruppi, a seconda che sono state eseguite per misurare il valore di T col metodo di Feddersen, o che avevano per iscopo di determinare la curva, che rappresenta il modo in cui varia col tempo l'intensità della corrente di carica o di scarica di un condensatore.

4. — I. *Esperienze eseguite colla fotografia della scintilla.* — Il Feddersen [1]), come sopra accennammo, fu il primo che misurò il periodo della scarica oscillatoria di un condensatore, fotografando la scintilla dopo che questa era stata riflessa da uno specchio rotante; ma non avendo egli eseguito misure assolute della capacità e dell'autoinduzione, ottenne soltanto delle leggi qualitative, delle quali non è il caso di occuparci.

Dopo che il Lorenz [2]), riprendendo le esperienze su accennate del Feddersen, ebbe mostrato che i valori calcolati per il periodo di oscillazione erano dell'ordine di grandezza di quelli osservati, ma ne differivano alquanto (forse a motivo del valore troppo piccolo attribuito alla costante dielettrica del vetro, che formava il coibente dei condensatori adoperati) si ebbero le ricerche di Trowbridge e Sabine [3]), i quali per

1) Pogg. Ann, 103, p. 69, 1858; 108, p. 497, 1859; 113. p. 437, 1861; 116, p. 132, 1862.

2) Wied. Ann., 7, p. 161, 1879.

3) Phil. Mag., 30, p. 323, 1890.

eliminare tale causa d'incertezza studiarono la scarica di un condensatore ad aria.

Essi trovarono che la formola

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

cui si riduce la (1) per R molto piccolo — com'era il caso nelle loro esperienze — era assai bene verificata ponendo in essa il valore di L calcolato con la formula di Rayleigh per correnti rapidissimamente alternanti. I valori di T così trovati erano dell'ordine di 0,0000031 sec.

Senza fermarci sulle esperienze eseguite più che altro a scopo didattico dal Bois [1]), accenneremo invece a quelle appositamente instituite dal Miesler [2]) per verificare la formula di Thomson. La scintilla fu da lui fotografata per mezzo di una lente e di uno specchio piano messo in rotazione da un movimento di orologeria. Il circuito di scarica era formato da diverse spirali di ottone, la cui autoinduzione era determinata sperimentalmente con le correnti continue, ed il condensatore consisteva in alcune bottiglie di Leyda.

Il periodo delle oscillazioni misurate, che variò da 0,000016 a 0,0000052 sec., fu trovato dal Miesler in buon accordo con i valori teorici.

Sopra tutte notevole per le opportune condizioni sperimentali e per l'accuratezza delle misure è la ricerca eseguita da Lodge e Glazebrook [3]). Essi adoperarono un condensatore ad aria e un rocchetto di grande autoinduzione ma di piccola resistenza; e il loro metodo per misurare il numero delle oscillazioni consisteva nel fotografare la scintilla della scarica su di una lastra rotante, la cui velocità si poteva mantenere costante e si poteva misurare con grande esattezza. Anche queste misure, il cui scopo era di mostrare come questo metodo possa servire a determinare il valore della velocità critica v con la formula $v = \frac{2\pi}{T}\sqrt{CL}$, servirono di verifica indiretta

1) Phil. Mag., 30, p. 248, 1890.
2) Wien Ber., 99, II a, p. 579, 1890.
3) Cambr. Phil. Trans., 18, p. 136, 1899.

alla formola, che dà il periodo di oscillazione secondo la teoria del Thomson.

Va notato che i valori del periodo misurati da Lodge e Glazebrook sono compresi fra 0,0011 e 0,0006 sec. e si riferiscono quindi ad oscillazioni assai lente; ma i loro risultati hanno tuttavia speciale importanza, perchè le singole determinazioni superano in esattezza quelle di tutti gli altri.

Soltanto per indicare fino a quale rapidità di oscillazione sono state finora fotografate le scintille, accenneremo che periodi molto più brevi (dell'ordine di $\frac{1}{5.000.000}$ di sec.) furono studiati dal Decombe [1]), il quale fotografò la scintilla di un risonatore hertziano combinando insieme una lente ed uno specchio rotante e che anche Trowbridge e Duane [2]), misurando la velocità con la quale si propagano le oscillazioni elettriche nei fili metallici, fotografarono, col solito metodo dello specchio rotante, delle scintille il cui periodo era di circa 2×10^{-7} sec.

5. — II. *Esperienze eseguite col metodo delle curve di carica e di scarica.* — I valori del periodo di oscillazione si possono anche ricavare studiando l'andamento della carica o della scarica di un condensatore: carica e scarica, che si fanno avvenire attraverso un circuito contenente una resistenza e un'autoinduzione.

La forma delle curve che rappresentano il fenomeno, — e che si possono tracciare misurando in istanti successivi, sia la quantità di elettricità, sia il potenziale di una delle armature del condensatore —, si può facilmente ottenere con disposizioni sperimentali assai semplici, nelle quali si fa uso del classico interruttore a pendolo, di cui si servirono l'Helmholtz [3]) e lo Schiller [4]) nei loro studi sulle oscillazioni elettriche.

Ordinariamente si eseguisce la carica del condensatore con una pila (fig. 1) P nel cui circuito sia inclusa una spirale S.

1) C. R., 126, p. 518, 1898.
2) Phil. Mag., 40, p. 211, 1895.
3) Werh. d. Nat. Med. Ver. zu Heidelberg, 30 aprile 1869, p. 355.
4) Pogg. Ann., 152, p. 535, 1874.

Coll' interruttore si apre in un dato istante il circuito della pila nel punto A, e dopo un determinato intervallo di tempo l' interruttore stesso apre il circuito della spirale in B e si misura la carica che resta allora sul condensatore.

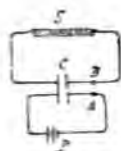



Fig. 1.

Fra gli studi più accurati, fatti in questo indirizzo, possono citarsi le misure eseguite da Hiecke [1]), i cui risultati concordarono pienamente con le deduzioni teoriche.

Esperienze più recenti son quelle del Robb [2]), il quale teneva il condensatore in comunicazione con la sorgente di elettricità durante tempi brevissimi e via via crescenti determinati dalla durata del contatto che si stabiliva per l' urto fra due sfere d' acciaio, durata che dipendeva dal peso delle sfere e dall' altezza da cui cadeva una di esse sull' altra. Quando la durata dell' urto, e quindi della carica, diveniva inferiore a circa 20×10^{-5} sec., la carica acquistata dal condensatore e misurata con un galvanometro Siemens a grande resistenza, non era costante, ma presentava delle oscillazioni in più o in meno rispetto alla carica normale e le cui ampiezze successive si smorzavano nel modo previsto dalla teoria.

Ma per l' incertezza che si ha nel valutare con questo metodo la durata del tempo di carica, queste esperienze hanno un carattere solamente qualitativo.

Parimente il Wulf [3]), in uno studio sulla dissipazione dell' energia nei dielettrici, determinò, mediante il solito interruttore mosso da un peso cadente, la curva della carica residua: e fra il valore misurato del periodo e quello calcolato con la formula $T = 2\pi\sqrt{LC}$ ottenne buon accordo pei condensatori che non presentavano penetrazione della carica, ma trovò una divergenza discreta per 2 condensatori a carta paraffinata.

Disposizioni meglio adatte a fornire verificazioni quantitative, si hanno peraltro nelle esperienze eseguite da Tallqvist, da Seiler e da Webster.

1) Wien Ber., 96, II *a*, p. 134, 1887.
2) Phil. Mag., 34, p. 389, 1892.
3) Wien Ber., 105, II *a*, p. 667, 1896.

Tallqvist [1]) ottenne una buona verificazione delle formule che esprimono la carica di un condensatore in funzione del tempo, misurando la durata della carica mediante un interruttore a pendolo.

Anche Seiler [2]) eseguì ricerche simili a quelle del Tallqvist, con un interruttore a pendolo che permetteva misure ancora più accurate del tempo di carica. Il condensatore cominciava a caricarsi appena il pendolo interrompeva un contatto che chiudeva in corto circuito la pila; e la carica — che si compieva attraverso il circuito di un rocchetto d' autoinduzione nota — durava finchè il pendolo non apriva un secondo contatto. Egli trovò che mantenendo costante L e facendo variare C, risultava verificata la formula $T = 2\pi\sqrt{LC}$; ossia, le durate di oscillazione crescenti da 0,00141075 a 0,0044763 sec., soddisfacevano benissimo alla relazione $\frac{T}{\sqrt{C}} = \text{cost.}$

Per eliminare le incertezze dovute alla capacità del rocchetto, quelle sull' assorbimento di energia nel dielettrico del condensatore e quelle sull' isteresi e sulla conduttività del coibente, il Webster [3]), infine, si servì di un condensatore ad aria e di due spirali avvolte appositamente, in modo che la loro capacità fosse trascurabile. L' interruzione dei contatti, anzichè col pendolo, era fatta mediante un peso lasciato cadere da altezze diverse (di circa 75 cm.); il quale, muovendo successivamente due leve, permetteva di misurare, secondo quanto asserisce il Webster, fino a 0,0000005857 sec.

Con tale disposizione il Webster poteva seguire con molta precisione l' andamento del fenomeno; ed il valore della carica in un istante determinato era dedotto dalla differenza di potenziale che in tale istante esisteva fra le armature del condensatore e che veniva determinata con un elettrometro.

I periodi di oscillazione misurati dal Webster erano compresi fra 0,0000246 e 0,0000586 sec. Egli si servì di tali misure

1) Wied. Ann., 60, p. 248, 1897.
2) Wied. Ann., 61, p. 30, 1897.
3) Phys. Rev., 6, p. 297, 1898.

per trovare il valore del rapporto fra l' unità elettrostatica e quella elettromagnetica mediante la relazione

$$v = \frac{2\pi\sqrt{CL}}{T},$$

ottenendo $v = 3,0269 \times 10^{10}$ cm/sec. La differenza fra questo risultato e quelli ottenuti con altri metodi è dal Webster attribuita alla incertezza nel valore adoperato per L, perchè il rocchetto non era costruito in modo da poterne determinare le dimensioni esatte. Del resto il Webster si proponeva di riprendere le misure stesse, facendo osservare che da quelle sopra riferite non si può avere un' esattezza maggiore dell' 1 %.

6. — I valori dei periodi fin qui osservati si trovano riassunti nello specchietto seguente:

Periodi di oscillazione delle scariche.

a) ***determinati con la fotografia delle scintille:***

Feddersen (1858)	$4,46$ a $1,56 \times 10^{-5}$	sec.
Trowbridge e Sabine (1890)	$3,1 \times 10^{-6}$	»
Boys (1890)	3×10^{-4}	»
Miesler (1890)	5 a 13×10^{-6}	»
Trowbridge e Duane (1896)	2×10^{-7}	»
Lodge e Glazebrook (1899) .	$1,2$ a $0,6 \times 10^{-3}$	»

b) ***determinati dalle curve delle correnti di carica o di scarica:***

Tallqvist (1897)	$2,18$ a $9,65 \times 10^{-3}$	sec.
Seiler (1897)	$1,4$ a $4,47 \times 10^{-5}$	»
Webster (1898)	$2,4$ a $5,8 \times 10^{-5}$	»

Ma si deve notare che misure vere e proprie di oscillazione col metodo *a)* sono soltanto quelle di Trowbridge e Sabine, quelle di Miesler e quelle di Lodge e Glazebrook. Ora tanto le prime (di Trowbridge e Sabine) come le ultime (di Lodge e Glazebrook) sono importanti perchè eseguite con grande precisione, ma ciascuna di esse si riferisce ad un solo

caso particolare e non servono quindi ad una verificazione completa della teoria. Le misure del Miesler sono state fatte in condizioni più svariate, ma, come vedremo in seguito, non si può dire che i valori da esse ottenuti sieno molto sicuri, a motivo delle incertezze che in esse presentano le misure del tempo e quelle delle fotografie delle scintille. Sono invece abbastanza buone le misure eseguite col metodo *b)*; ma in esse non si sono raggiunti periodi molto brevi.

Era quindi opportuno l'intraprendere, intorno ad una questione così importante, nuove e più larghe ricerche.

Dei due metodi che sono stati usati in tali ricerche, quello delle curve di carica e scarica dei condensatori — non introducendo scintilla nel circuito — si avvicina di più alle condizioni teoriche che servirono a stabilire la formula predetta; ma oltre i difetti che gli sono inerenti, esso non si riferisce ai casi che hanno la maggiore importanza pratica, nei quali appunto si presenta nel circuito anche la scintilla.

E fra i difetti di tale metodo, il principale è quello che si riferisce alla misura del tempo che corre fra due aperture di contatti, provocate da un pendolo o da un peso cadente. Poichè sebbene le considerazioni teoriche possano condurre a ritenere misurabili frazioni piccolissime di secondo, sembra difficile si possa in realtà contare con sicurezza sui decimilionesimi di secondo come fa il Webster (v. sopra). Basta pensare alle incertezze inerenti alle disuguaglianze inevitabili del passo della vite micrometrica, a piccole oscillazioni inevitabili nel pendolo o nel peso che apre i contatti, e all'incertezza maggiore che introduce la scintilla, che (sia pur debole) si ha sempre alla rottura del contatto, per persuadersi che il più delle volte l'apprezzamento di così piccole frazioni di secondo è del tutto illusorio, se il grave che determina l'apertura dei contatti non ha una velocità molto grande (almeno 15 $^{m}/_{sec}$) e se non si adottano disposizioni che permettano di ridurre trascurabile od almeno costante l'azione della scintilla di apertura.

Oltre a ciò è da notare che questi metodi indiretti non possono adoperarsi nel caso di periodi molto brevi, potendo al

più essere adatti a rivelare con sicurezza periodi non inferiori a qualche decimillesimo di secondo.

Il metodo invece della fotografia della scintilla, oltre permettere la misura di periodi molto brevi, può anche darci un'idea dell'importanza che hanno le modificazioni, che la scintilla stessa introduce nel movimento dell'elettricità.

Fra le disposizioni pratiche messe in uso con tal metodo (cioè quella classica dello specchio rotante, quella dell'obiettivo rotante del Boys, e quella della lastra fotografica rotante del Lodge e del Glazebrook), le due ultime non si prestano a raggiungere una velocità angolare molto grande, e riescono insufficienti quando si voglia arrivare a periodi di pochi milionesimi di secondo.

La disposizione dello specchio girante è quella che conduce senza dubbio a misure di periodi anche molto più piccoli, quando nella loro esecuzione si apportino tutte le cure di cui faremo parola in seguito.

B) Metodo e apparecchi usati nelle nostre esperienze per la misura sperimentale del periodo.

7. — Per le ragioni suesposte noi ci siamo attenuti al metodo dello specchio rotante.

In esso la condizione necessaria per avere misure assai esatte, è che la distanza fra i vari tratti luminosi componenti l'immagine della scarica sia abbastanza grande rispetto alla larghezza di questi stessi tratti. Ciò, entro certi limiti, si può ottenere rimpiccolendo la grandezza dell'immagine della scintilla, e facendo grande la velocità dell'immagine stessa sulla lastra; velocità che, se r è la distanza della lastra dallo specchio ed a il numero di giri che questo compie in un secondo, è data da

$$v = 4 \pi r a.$$

Nella pratica è difficile superare, sia pure per pezzi rotanti assai piccoli, la velocità di circa 800 giri per secondo e mantenere costante per un tempo assai lungo una così grande velocità di rotazione; per solito riesce più conveniente pren-

dere r più grande che è possibile e dare ad a dei valori moderati (da 60 a 200 giri per secondo).

Ciò tuttavia nel caso nostro avrebbe portato a due inconvenienti. Il primo sarebbe stato di dover usare specchi di dimensioni notevoli per avere una buona luminosità dell'immagine, ossia specchi che si sarebbero frequentissimamente deformati e non di rado anche rotti con tali velocità angolari, sempre assai grandi; l'altro inconveniente sarebbe consistito nella necessità di aggiungere all'apparecchio di rotazione bracci rotanti simili a quelli usati dal Feddersen e da Trowbridge e Sabine, ecc.; altrimenti non si sarebbe potuto far avvenire le scintille quando lo specchio si trovava in posizione opportuna per rifletterne l'immagine sulla lastra fotografica. Ciò avrebbe complicato troppo il circuito e nociuto molto alla precisione delle misure. Abbiamo quindi preferito adottare un apparecchio che permettesse di dare all'immagine una grandissima velocità angolare e ad r valori assai piccoli, disposizione che permette anche di avere immagini della scintilla abbastanza luminose e di poter usare lastre fotografiche non troppo grandi.

Nelle nostre prime ricerche ci servimmo di un movimento di orologeria di Froment, il cui ultimo asse poteva compiere circa 450 giri al secondo, velocità che peraltro non era sufficiente per tutte le nostre ricerche.

Inoltre, come del resto accade sempre con questi strumenti nei quali per regolare la velocità non intervengono che gli attriti e la resistenza del mezzo, trovammo che era impossibile mantenerne costante il movimento.

Questo difetto inevitabile negli strumenti di rotazione attivati da un movimento di orologeria, fa nascere qualche dubbio sull'esattezza dei risultati ottenuti dal Miesler. Per la stessa ragione noi abbandonammo le prime serie delle nostre esperienze e adottammo nelle ricerche definitive, per la rotazione dello specchio, speciali turbine il cui funzionamento ci risultò nella pratica del tutto regolare.

8. — La prima di queste turbine venne fabbricata con molta cura nell'officina dell'Ing. Santarelli di Firenze, e consiste

precisamente in una sirena ordinaria (fig. 2), che ha, tanto sul disco mobile che su quello fisso, un doppio giro di fori. Il giro esterno è costituito da 26 fori, e il giro interno da 25.

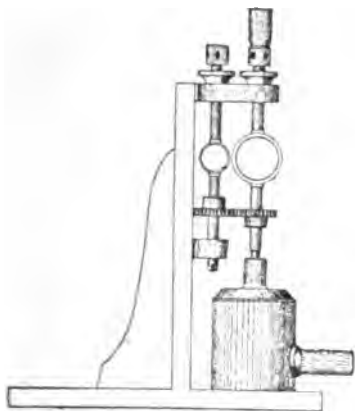



Fig. 2.

Il disco mobile di alluminio è leggerissimo, ed è solidamente fissato all'asse portante lo specchio. Quest' ultimo è di acciaio, lucido da ambe le parti. Inferiormente l' asse porta una ruota dentata pure di acciaio, la quale ingrana esattamente in una seconda ruota uguale il cui asse sostiene un secondo specchio simile in tutto al primo.

L'immagine della scintilla, data da un obiettivo fotografico, viene riflessa dal primo specchio sul secondo e da questo sulla lastra fotografica, con una velocità doppia di quella che si avrebbe con un solo asse.

Per mettere in rotazione costante questa sirena ci servimmo dapprima del vapor d' acqua, assai sopra riscaldato con disposizioni adatte, fornitoci da una macchina elettrica di Armstrong.

La sirena era tutta racchiusa in una doppia custodia di ottone, munita di un grosso tubo di sfuggita, che portava il vapore fuori della stanza dove si facevano le esperienze. Dal coperchio della custodia sporgevano le estremità superiori dei due assi coi relativi specchi.

Quando la sirena si muoveva con piccola velocità, le due serie di fori davano due note diverse che si fondevano in un

suono molto discordante, ma a poco a poco, col crescere della velocità questi suoni, aumentando talmente di altezza da sorpassare il limite della loro percettibilità, davano luogo al suono di combinazione. Questo suono però era molto puro e si udiva con notevole intensità malgrado il rumore degli ingranaggi. Per giudicare esattamente la nota ci servivamo di un risuonatore di Helmholtz di cui si potevano variare, entro certi limiti, le dimensioni.

Dall'altezza di questo suono si poteva valutare con sufficiente esattezza la velocità della rotazione.

Con tale turbina eseguimmo una prima parte delle ricerche, ma dovendo in seguito prolungare anche maggiormente la durata delle singole esperienze, ci fu necessario ricorrere ad un apparecchio più robusto e perciò facemmo costruire dal meccanico del nostro Istituto, sig. Giuseppe Pierucci, un'altra turbina che è rappresentata dalla fig. 3 e che nelle parti essenziali è simile a quella di Foucault.

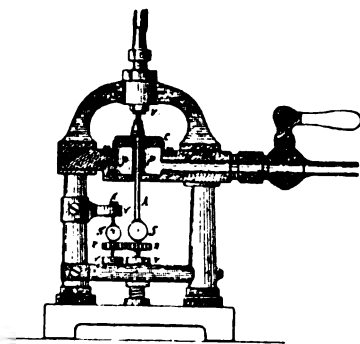



Fig. 3.

Il vapore entra nella camera P P, ed uscendo da due aperture va a battere contro la corona di palette C, portata dall'asse A, insieme con lo specchio di acciaio S e con la ruota d'ingranaggio R.

In quest'ultima ingrana un' altra ruota perfettamente uguale R', portata dall' asse A', nel quale, nel modo solito, è incastonato lo specchio S'.

Gli assi sono sostenuti dalle viti di registro V V, V' V'. Queste viti sono forate per tutta la loro lunghezza e portano in fondo dei cuscinetti di zaffiro, pure essi forati, per consentire un'abbondante oliatura, che deve farsi per tutto il tempo nel quale ruota la turbina.

Da principio, per mettere in moto l'apparecchio, ci servimmo della stessa disposizione di cui si è già parlato per la sirena. In seguito trovammo più conveniente e più comodo fare uso di un getto di aria compressa a 6 atm. fornita da un grande serbatoio.

La regolarità dell'andamento della turbina dipende molto dal modo di eseguire l'oliatura dei perni, che deve essere continua, ma non eccessiva. La rotazione dell'asse diviene infatti molto irregolare, sia per difetto di olio, perchè allora è troppo grande l'attrito, sia per eccesso, perchè in tal caso ne entra fra il disco mobile e la cassetta di distribuzione.

È poi assolutamente necessario che l'aria iniettata nella turbina non trasporti nè goccie dell'olio della pompa, nè grani un po' grossi di polvere, perchè fra la parte girante e la parte fissa della turbina non vi sono più di $^2/_{10}$ di mm. A tale scopo sul tragitto dell'aria abbiamo posto un grosso recipiente seguito da un lungo filtro formato da più strati di fitta rete metallica.

Per la misura della velocità di rotazione abbiamo ricorso ad un mezzo più preciso di quello dell'altezza del suono. Sull'asse A della turbina era fissato un piccolo e leggiero dischetto di alluminio al cui orlo era attaccato un corto crine. Vicino a questo dischetto era posto un rullo di ottone ricoperto di carta affumicata, cosicchè, muovendosi il rullo, il crine ad ogni giro dell'asse della turbina faceva un segno sulla carta.

L'intervallo di tempo corrispondente a quello fra due tratti segnati dal crine e quindi quello dei giri fatti al secondo dall'asse rotante, si deduceva, al modo solito, dal confronto con la curva di oscillazione di un diapason elettromagnetico, di cui si conosceva con esattezza il periodo di oscillazione, che veniva registrato sul cilindro stesso.

Un movimento di orologeria opportunamente regolato, portava un dispositivo permettente di far compiere al rullo

stesso un solo giro, con velocità opportuna, e tale che il rullo, dopo una piccola frazione di giro (che era circa $^1/_6$), acquistasse un moto sufficientemente costante.

La fig. 4 rappresenta l'insieme della turbina, del rullo girante e del diapason.

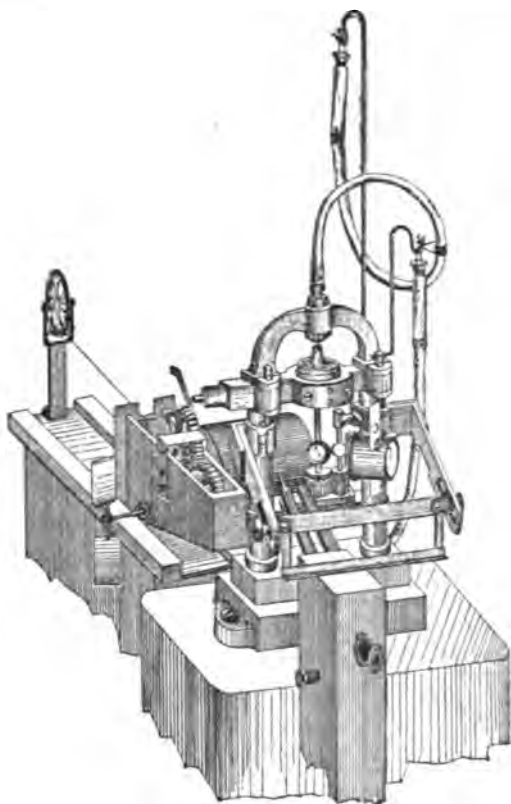



Fig. 4.

Alle colonne della turbina erano assicurate due robuste sbarre di ferro, alle quali era affidato il telaietto portante la lastra fotografica, le cui dimensioni erano 3×12 cm.

9. — La scintilla che si doveva fotografare avveniva in A (fig. 5) entro una grande cassa di legno che impediva l'irraggiamento luminoso.

Questa cassa, C, portava in O un foro che poteva venire aperto o chiuso per mezzo di uno dei soliti otturatori fotogra-

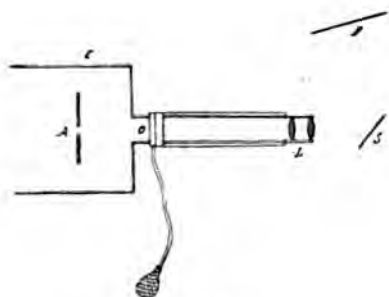



Fig. 5.

fici pneumatici. Da O si partiva un tubo di cartone, il quale arrivava fino all'obiettivo L che era un astigmatico Zeiss. La immagine, formata da L, veniva riflessa dallo specchio rotante S sulla lastra fotografica F se lo specchio stesso si trovava in posizione conveniente.

Un opportuno schermaglio impediva che la luce emessa dalle scintille di apertura del diapason elettromagnetico cadesse sulla lastra fotografica, onde evitare velature nocive alla chiarezza delle immagini.

10. — Ecco come procedevano le esperienze. Quando la pressione dell'aria aveva raggiunto nel serbatoio le 5 o 6 atmosfere, si poneva la lastra fotografica nel suo telaietto, si eccitava il diapason elettromagnetico, e si cominciava a far passare l'aria compressa nella turbina, regolandone l'uscita mediante un opportuno robinetto a vite che permetteva di far crescere lentamente e regolarmente la velocità fino al valore necessario: il confronto fra la nota resa dal movimento dell'asse e quella del diapason elettromagnetico permetteva di giudicare se, approssimativamente, il valore di questa velocità era raggiunto.

Per solito essa era così grande che il suono proprio della turbina aveva già oltrepassato il limite della percettibilità e si udiva soltanto il suono dell'asse. La costanza di questo suono

d'asse, e quindi l'uniformità del movimento si poteva giudicare con sicurezza dal suo confronto col suono reso dal diapason elettromagnetico, che era mantenuto in vibrazione durante tutta l'esperienza. Nella massima parte delle nostre misure quei due suoni erano pressochè all'unisono.

Quando, nel modo ora detto, si era certi che il movimento della turbina fosse uniforme, si faceva avvenire la scarica fra le sfere dello spinterometro, ed appena si scorgeva sulla lastra fotografica l'immagine riflessa dallo specchio, si chiudeva l'otturatore dell'obiettivo e si poneva in moto il rullo girante, su cui l'asse della turbina e la punta del diapason segnavano le rispettive grafiche. Non restava quindi che sviluppare e fissare la lastra coi soliti processi.

In generale si prendevano 6 o 7 fotografie per ogni periodo di oscillazione e per ogni distanza esplosiva.

11. — Terminata l'esperienza, la velocità dell'immagine si deduceva facilmente da quella dello specchio e dalla distanza fra questo e la lastra; e la misura poi della velocità dello specchio si aveva senz'altro dal calcolo della formula

$$N = \frac{517,2 \, . \, n'}{n},$$

dove n è il numero di vibrazioni del diapason comprese in un tratto della grafica, ed n' il numero dei segni tracciati sul tratto corrispondente dal crine unito all'asse della turbina, essendo 517,2 il numero delle oscillazioni complete che fa il diapason in un secondo a 25°.

Perciò in queste prime nostre esperienze (nelle quali abbiamo sempre usato un solo asse della turbina) la velocità dell'immagine sulla lastra fotografica era

$$V = 4 \pi d N$$

essendo d la distanza fra lo specchio e la lastra, distanza che nel nostro caso era di cm. 19,4.

La determinazione delle distanze fra le immagini delle varie scintilline richiedeva invece una cura speciale ed una certa pratica. Nelle esperienze preliminari eseguivamo una

tale determinazione servendoci di un comparatore di Froment diviso in mezzi millimetri, il cui nonio poteva dare il centesimo di millimetro. Sul pezzo scorrevole di questo comparatore portante il nonio, era stato fissato un oculare di piccolo ingrandimento munito di reticolo. La misura si faceva sulla lastra quattro volte, due andando in un senso, due nell'altro, e se ne prendeva la media. Per dare un' idea dell' esattezza di queste misure riportiamo i valori spettanti ad una lastra qualunque (N° 4, 1ª Serie):

Distanze successive fra le scintilline corrispondenti a periodi complete.

1ª misura mm.	0,38	0,34	0,35	0,31	0,39	0,36	0,31	0,35
2ª » »	0,39	0,33	0,36	0,29	0,41	0,34	0,32	0,35
3ª » »	0,38	0,33	0,36	0,30	0,40	0,34	0,32	0,35
4ª » »	0,39	0,33	0,35	0,30	0,41	0,34	0,32	0,35
Media	0,385	0,332	0,355	0,30	0,402	0,345	0,318	0,35

La misura, eseguita sulle lastre fotografiche, delle distanze fra le singole scintilline che si riferiscono a periodi completi, non ci ha mai fatto rilevare notevoli differenze fra i primi e gli ultimi periodi di oscillazione.

Ma poichè siffatta misura presenta spesso verso il finire della scarica troppa incertezza in causa della poca luminosità, così nelle nostre determinazioni abbiamo finito per tralasciare sempre di considerare queste ultime scintilline così incerte.

In tutti i casi però, per la stessa scarica, abbiamo sempre fatto due misure, una per le scintille che presentano la luminosità positiva all'elettrodo superiore ed una per le scintille che la presentano all'elettrodo inferiore.

Era necessario poi ridurre la lettura di queste distanze, determinate sulle lastre, all' arco di cerchio. Ora le misure dirette ci forniscono i valori di N A ed N B relativi all'arco α corrispondente, che, ridotto al raggio unitario è dato evidentemente da

$$\alpha = \text{arctang} \frac{NB}{SN} - \text{arctang} \frac{NA}{SN}$$

se SN (fig. 6) è la distanza fra lo specchio e la lastra fotografica.

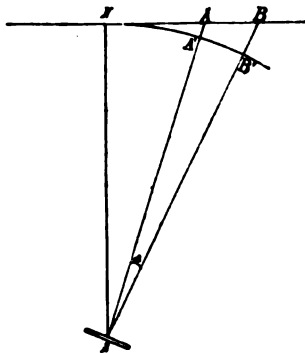



Fig. 6.

Trovato α, il periodo T della scarica, che è dato da

$$T = \frac{A'B'}{V},$$

ci è quindi fornito anche dalla formula

$$T = \frac{n}{4\pi . 517{,}2\, n' p}\, \alpha,$$

che si presta assai bene pei calcoli numerici.

12. — Riportiamo nelle tabelle qui unite alcuni esempi relativi alla misura di un periodo di oscillazione. In esse D e D' sono le distanze N B ed N A della fig. 6; n ed n' sono i numeri di vibrazioni del diapason e dei giri della turbina contati su tratti corrispondenti delle grafiche, p il numero dei periodi compresi nel tratto di lastra misurato.

Esperienze colla grande spirale avvolta sul marmo (v. § 28).

Autoinduzione della spirale cm. 4546000.

Capacità del condensatore C = cm. 14175.

$T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0{,}00005317$ — distanza esplosiva mm. 2.

N. d'ordine della lastra	n	n'	D	D'	p	T	Osservazioni
14	148	24	5,0495	0,5205	4	0,00005404	
	—	—	4,4705	0,0015	4	0,00005374	
15	138	21,8	2,818	4,748	7	0,00005339	
	—	—	3,423	5,280	8	0,00005363	
16	122	18,9	5,326	2,031	3	0,00005417	
	—	—	4,706	1,431	3	0,00005434	
17	151	30	2,1675	4,7525	5	0,00005444	
	—	—	1,4875	5,3945	5	0,00005386	
18	156	35	5,433	0,712	3	0,00005403	
	—	—	4,605	0,021	3	0,00005303	
19	133	23,9	2,54	4,84	6	0,00005347	
	—	—	1,97	4,096	5	0,00005296	

Valore teorico 0,00005317. Media 0,00005376.

Esperienze colla piccola spirale avvolta sull'ebanite (v. § 28).

Autoinduzione complessiva del circuito cm. 57797.

Capacità del condensatore C = cm. 3568.

$T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0,000003008$ — distanza esplosiva mm. 2.

N. d'ordine della lastra	n	n'	D	D'	p	T	Osservazioni
1	122	122	2,656	5,005	6	0,000002986	
			2,827	5,226	6	0,000003037	
2	147	149,2	3,365	1,682	13	0,000003011	
			3,342	0,345	9	0,000003173(?)	
3	—	—	—	—	—	—	Non è netta.
4	144	144,3	1,2975	5,2485	10	0,000003032	
			1,1545	4,3095	8	0,000003053	
5	126	129,8	4,683	1,077	9	0,000003011	Si misurano due scintille che si sono succedute sulla lastra a breve intervallo.
			4,934	1,300	9	0,000003022	
			0,265	3,721	10	0,000003034	
			0,056	3,462	9	0,000002981	
6	129	131	3,517	5,062	4	0,000002904 (?)	
			3,685	5,316	4	0,000003039	
7	144	147,3	0,611	4,976	14	0,000003036	
			0,791	4,718	14	0,000003001	
			2,281	4,300	5	0,000003042	
			2,10	4,928	7	0,000003021	

Valore teorico 0,000003008. Media 0,000003024.

Esperienze con circuito di filo di rame a forma di cerchio (v. § 28).

Autoinduzione complessiva del circuito per T = 0,00000120 cm. 9242.

Capacità del condensatore C = cm. 3568.

$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0,000001201$ — distanza esplosiva mm. 5.

N. d'ordine della lastra	n	n'	D	D'	p	T	Osservazioni
77	134,5	133	4,941	2,585	15	0,000001213	
			4,863	2,526	15	0,000001205	
79	158	157	5,202	0,634	29	0,000001224	
			5,296	0,398	31	0,000001229	
80	122	120	2,580	2,451	33	0,000001220	
			2,521	0,854	22	0,000001232	
81	143	140	2,347	5,378	19	0,000001194	
			2,275	5,212	19	0,000001205	
82	74	76	1,818	5,493	23	0,000001189	
			1,742	5,438	23	0,000001197	
83	162	162	2,966	3,050	39	0,000001210	
			2,893	2,843	37	0,000001221	
85	153	153	3,147	1,153	28	0,000001210	
			3,080	0,959	26	0,000001224	

Valore teorico 0,000001201. Media 0,000001212.

Dalle tabelle qui sopra riportate — che contengono le misure di uno dei periodi più lunghi, di uno degli intermedi, e di uno tra i più brevi che noi abbiamo ottenuto — si vede che anche quando le difficoltà delle misure sono le più grandi l'errore che si può commettere nella valutazione del periodo non arriva al 2 %; e per i periodi non molto brevi si consegue un'esattezza anche maggiore. Noi crediamo che, nello stato attuale, una precisione più alta di quella da noi conseguita non si possa raggiungere, e ne diremo a suo luogo le ragioni.

Ora, volendo confrontare il valore sperimentale con quello che pel periodo si ha dalla teoria di Thomson, era necessario disporre le cose in guisa da poter ottenere con un'esattezza non inferiore a quella sopra indicata i valori degli elementi che entrano nella formula del Thomson, cioè della capacità, della resistenza e dell'autoinduzione del circuito di scarica.

È quindi necessario che esponiamo brevemente il modo e le cure con cui abbiamo misurato cotesti elementi del circuito.

C) Capacità, resistenza e autoinduzione del circuito.

a) *Condensatore.*

13. — Onde conoscere la capacità con l'esattezza dovuta, sia per la misura del periodo, come per quella dell'energia disponibile che ci occorreva determinare per lo studio della ripartizione della scarica nelle varie parti del circuito, era anzitutto necessario che il condensatore non presentasse le difficoltà che verrebbero introdotte dalla penetrazione della carica e dal ritardo di polarizzazione, che si hanno sempre nei condensatori a dielettrico solido. Ciò poteva conseguirsi solamente adoperando un condensatore ad aria, che abbiamo costruito espressamente per queste ricerche.

Esso è formato da 70 lastre di vetro da specchi, piane, ricoperte di stagnola da entrambe le faccie, e separate l'una dall'altra da prismetti di vetro.

Le lastre da specchi ci sono state gentilmente fornite dall'Ing. Sauter della Fabbrica di specchi S. Gobain e Cirey di Pisa. Esse sono rettangolari, ed hanno una superficie di 70×35 cm. e uno spessore variabile da lastra a lastra, compreso fra 7 e 10 mm.

Su ciascuna di esse è stata distesa, come si è detto, da ambe le parti una lamina sottile di stagnola tutta di un sol pezzo, facendola aderire, con cure speciali, al vetro in modo che non restassero, nè increspature, nè la minima bolla d'aria.

Le medesime stagnole, dopo distese sul vetro, furono tutte tagliate delle dimensioni esatte di 63 × 28 cm., in maniera che intorno ad esse restasse libero un orlo di vetro di 3,5 cm. di larghezza. Le due stagnole poi applicate sulle due faccie di ciascuna lastra furono riunite tra loro per mezzo di una sottile strisciolina di ottone (larga circa 4 mm.), la quale serviva, allo stesso tempo, per stabilire le opportune comunicazioni.

Le 70 lastre furono disposte in due pile di 35 ciascuna; lasciando alla prima e all'ultima lastra di ogni pila la stagnola dalla sola parte interna. Perchè fra le successive lastre l'intervallo rimanesse inalterato e ben noto, ciascuna coppia fu separata con sei prismetti di vetro, i quali furono scelti con lo sferometro, uguali fra loro fino al centesimo di millimetro.

Credemmo però opportuno misurare anche direttamente la distanza fra le lastre, dopo che i condensatori erano stati completamente montati. A questo scopo ci servimmo di un ottimo catetometro, che ci confermò i risultati delle misure fatte con lo sferometro. E cioè i prismetti della pila dei condensatori N. 1 risultarono di uno spessore medio di cm. 0,743, quelli della pila N. 2 dello spessore medio di cm. 0,738. In ognuno dei due condensatori furono messe in comunicazione fra loro rispettivamente le lastre di numero pari e quelle di numero dispari, riunendo poi le rispettive code di ottone in due fasci, che vennero congiunti a due serrafili, portati da bastoni di vetro.

Ciascun condensatore era collocato su d'un solidissimo banco di legno e le rispettive lastre erano sorrette lateral-

mente da sei squadre di vetro, perchè si avesse un' assoluta stabilità. L'apparecchio infine era difeso da una custodia di vetro, nell'interno della quale l' aria era mantenuta asciutta con l'acido solforico.

b) *Misura della capacità.*

α) *Valore teorico.*

14. — Poichè sono conosciute con esattezza le dimensioni del nostro condensatore, se ne può valutare la capacità mediante la formula

$$C = \frac{(a + \varepsilon)(b + \varepsilon)}{4 \pi d} n,$$

dove a e b sono le dimensioni lineari di ciascuna armatura degli n condensatori elementari costituenti il condensatore complessivo, d la media della distanza fra le faccie prospicienti di ciascun condensatore elementare, ed ε un termine di correzione dovuto alla maggiore densità della carica agli orli.

Per armature formate da lastre sottili questa correzione consiste nell'aggiungere un termine tale alle dimensioni lineari dell' armatura del condensatore, quale sarebbe quello corrispondente all'aggiunta di una striscia che avesse la larghezza uguale a $\frac{d}{\pi} \log_e 2$ [1]), e che circondasse tutto il perimetro delle armature del condensatore stesso. Quindi nella formula sopra riportata

$$\varepsilon = 2 \frac{d}{\pi} \lg_e 2$$

Le dimensioni delle armature dei singoli condensatori che costituiscono il condensatore N. 1 sono $a = 63$, $b = 28$ cm., lo spessore medio dei tubetti è di cm. 0, 743. Avremo perciò come termine di correzione.

$$\varepsilon = 2 \frac{0{,}743}{\pi} \log_e 2 = 0{,}328 \; ;$$

1) Maxwell, vol. 1, § 196.

quindi la capacità del 1° condensatore sarà

$$C = 34 \frac{(63 + 0,328)(28 + 0,328)}{4\pi \times 0,743} = 6533$$

unità elettrostatiche [C. G. S.].

Pel condensatore N. 2, la distanza media fra le lastre è cm. 0,738, quindi il termine di correzione è

$$\epsilon = 2 \frac{0,738}{\pi} \lg_e 2 = 0,326,$$

e la capacità

$$C_2 = 34 \frac{(63 + 0,326)(28 + 0,326)}{4\pi \times 0,738} = 6576 \text{ C. G. S.}$$

La capacità teorica dei due condensatori riuniti in quantità è quindi

13109 U. E. [C. G. S.].

Per altro non ci siamo accontentati di questi valori teorici per i calcoli dei risultati delle nostre ricerche, perchè, come risulta da esperienze appositamente eseguite in questo Istituto dal Dott. Gragnani, e non ancora pubblicate, per condensatori che abbiano le dimensioni del nostro, la suddetta formula è in difetto; e in secondo luogo perchè in questo condensatore ciascuna armatura è formata da 2 fogli di stagnola separati da una lastra di vetro dello spessore da 7 a 10 mm., e ciò fa allontanare ancora di più dalle condizioni per le quali la suddetta formula è valida.

Inoltre non si può calcolare con sicurezza quale influenza possa avere sulla capacità effettiva la vicinanza sia di masse conduttrici, sia delle pareti e del pavimento. Di più quantunque le lastre da noi usate siano da specchio e ben lavorate, non si può essere sicuri che sieno perfettamente piane e tutte esattamente fra loro parallele.

Abbiamo quindi misurato la capacità del nostro condensatore, sia per confronto con un campione, sia determinandone sperimentalmente il valore assoluto.

β) *Valore sperimentale.*

15. — 1° *Per confronto con un condensatore campione.* — Il campione ci è stato favorito dal chiar.^{mo} Prof. Ròiti, e porta il N. 1099 della Casa Latimer Clark Muhirhead e C.° (Westminster); è formato da lamine di stagnola separate da fogli di mica. Il valore assegnato per la capacità dalla Casa costruttrice è $^1/_3$ microfaraday; quello trovato dal Prof. Ròiti [1]) con misure appositamente istituite è di 0,3359 microf., assai vicino al valore 0,3336 trovato da Glazebrook [2]) per un altro campione fornito dalla stessa Casa.

Soltanto è da osservare che nel calcolo del valore assoluto della capacità il Ròiti prese per l'unità B. A di resistenza il valore 0,9883 ohm legali, mentre nel Congresso di Chicago del 1893 fu stabilito che fosse 1 B. A = 0,98703 ohm internazionali; quindi il valore dato dal Ròiti deve moltiplicarsi per $\frac{0,9883}{0,98703} = 1,0013$, per averlo ridotto nelle unità assolute attualmente adottate.

Esso diviene adunque:

$$0,3359 \times 1,0013 = 0,3363 \text{ microfaraday.}$$

Il confronto fra questo campione e il nostro condensatore ad aria è stato fatto scaricandoli successivamente attraverso un galvanometro balistico, dopo averne portate le armature a differenze di potenziale che stavano in un rapporto conosciuto, e che erano scelte in modo che le deviazioni dell'ago galvanometrico fossero in ambedue i casi dello stesso ordine di grandezza. La corrente di carica era fornita da 3 accumulatori Tudor, il cui circuito durante l'esperienza era permanentemente chiuso attraverso una grossa spirale di argentana, che aveva una resistenza totale di 51,14 B. A.

Per caricare il condensatore campione, si prendeva una derivazione della corrente fra un estremo A della spirale e un

1) N. Cim., (3), 21, p. 137, 1887.
2) Phil. Mag., (5), 18, pag. 98, 1884.

punto B situato a circa $^1/_{20}$ della lunghezza della spirale stessa; per caricare il condensatore ad aria si prendeva la derivazione ai due estremi A, C della spirale. Il rapporto fra la resistenza totale e il tratto A B di questo reostato fu trovato uguale a 19,29.

Il galvanometro balistico era del modello Du Bois e Rubens, il cui ago aveva un'oscillazione completa della durata di 13 sec. La carica del condensatore si faceva durare 1 secondo.

Confronto col condensatore campione Latimer-Clark Muirhead e C.

a) La corrente che serve a caricare il campione è presa in derivazione tra i punti A e B del reostato, in cui passa continuamente la corrente di tre accumulatori Tudor.

Il condensatore si tiene in carica per un secondo.

DEVIAZIONI AL GALVANOMETRO.

Posizione di riposo	Punto d'inversione	Deviazione
250	46	204
251	47	204
250	45	205
248,5	43	205, 5
250	45	205

Si invertono i poli della pila.

Posizione di riposo	Punto d'inversione	Deviazione
250	454	204
249,5	453	203,5
249	453	204
251	454	203
251	454	203

Media 204,1

b) Si pongono in quantità i due condensatori N. 1 e N. 2. La corrente di carica è presa tra gli estremi A e C. del reostato.

Posizione di riposo	Punto d'inversione	Deviazione
248	434	186
248	435	187
248	435	187
249	435	186
248,5	435	186,5

Si invertono i poli della pila.

249	61	188
250	62	188
251,8	64	187,8
253	64	189
254	66	188
	Media	187,33

La capacità dei due condensatori ad aria è quindi

$$C = \frac{187.33 \times 0,3363}{204,1 \times 19,29} = 0,016001 \text{ microf.}$$

Abbiamo poi ripetute le misure, sostituendo alle resistenze A B ed A C del reostato anzidetto, altre due molto più grandi, fornite da due cassette di resistenza Edelmann, con una delle quali si inserivano 530 unità e con l'altra 9690. Il rapporto fra le resistenze, ai cui estremi si prendevano le derivazioni per le correnti di carica, era quindi

$$\frac{9690 + 530}{530} = 19,28.$$

Riportiamo qui i risultati ottenuti con le dette resistenze nel circuito.

DEVIAZIONI AL GALVANOMETRO

col condensatore Latimer-Clark.

Posizione di riposo	Punta d'inversione	Deviazione
251	46	205
250	45	205
250	44	206

Si invertono i poli della pila.

251	455	204
251	454	203
251	455	204
	Media	204,5

col condensatore ad aria (n° 1 e 2 in quantità).

251	438	187
251,5	439	187,5
251	438	186

Si invertono i poli della pila.

251	63	188
251	63	188
251	64	187
	Media	187,25

dai quali valori si ha per la capacità del nostro condensatore:

$$C_2 = \frac{187,25 \times 0,3363}{204,5 \times 19,28} = 0,015972.$$

La concordanza tra i valori C_1 e C_2 è assai grande e la loro media ci dà per la capacità cercata:

$$C = 0,015987 \text{ microfarad.}$$

cioè 14388 unità elettrostatiche C. G. S.

16. — 2° *Misura assoluta della capacità.* — Per meglio assicurarci del valore della capacità del nostro condensatore ad aria — abbiamo voluto farne — come dicemmo — anche la taratura in misura assoluta col metodo del ponte, proposto da J. J. Thomson [1]).

La disposizione che noi abbiamo usata è esattamente quella già adottata e descritta dal Prof. Ròiti [2]).

Se indichiamo con a, b, g, d e p rispettivamente le resistenze dei tre lati del ponte, del galvanometro e della pila e con n il numero di oscillazioni per secondo del diapason, il valore C della capacità sarà dato da

$$C = \frac{a\,[(a+d+g)\,(a+b+p) - a^2]}{n\,[(a+b+p)\,(a+d) - a(a+b)]\,[(a+d+g)\,(a+b) - a(a+d)]}.$$

Come interruttore ci siamo serviti di un diapason elettromagnetico eccitato da un altro diapason all'unisono. Questi

1) Phil. Trans. of. the R. Soc., part. 3, p. 707, 1883.
2) N. Cim., (3), 21. p. 137, 1887.

diapason favoritici dal chiar.^{mo} Prof. Ròiti son costruiti in modo del tutto simile a quelli descritti nella Nota sopra citata. Il numero *n* di oscillazioni complete era di circa 126 per secondo.

L'andamento regolarissimo dei diapason rendeva facile la esecuzione di queste misure. Tuttavia per giudicare del grado di esattezza raggiunto nella determinazione dal valore assoluto di C, occorre indicare con quale precisione potevamo misurare i vari elementi della formula sopra riportata.

1. *Determinazione del tempo.* — La durata delle vibrazioni del diapason si determinava col metodo Duhamel, appena cessata un'esperienza di misura della capacità, registrando contemporaneamente su d'uno stesso cilindro girante le vibrazioni del diapason stesso, per mezzo di una molletta di ottone portata da uno dei rebbi, e le oscillazioni del pendolo di un cronometro di Graham, mediante un avvisatore elettrico di Verdin.

Questo pendolo fu regolato esattamente col tempo medio mediante un cronometro della R. Marina, gentilmente favoritoci dal Comando della R. Accademia navale di Livorno.

L'esame delle grafiche ottenute ci dava il valore di *n* con esattezza di 0,2 per mille, poichè per ogni grafica si contavano le vibrazioni compiute in 10 o in 12 secondi, e non si poteva sbagliare di più di 2 o 3 decimi di vibrazione. In tutte le misure da noi fatte si è constatato che rimanendo le stesse le condizioni del diapason, esso manteneva la sua nota assolutamente costante.

2. *Determinazione della resistenza* d. — Questa misura è stata fatta per mezzo del ponte Elliott N. 1381, che non era mai stato adoperato — da quando fu acquistato — con f. e. m. superiore a 2 volta. Anche nelle misure attuali, la corrente era fornita da un solo accumulatore Tudor assai stanco. Tal ponte è graduato in unità B . A a 16° C., e, secondo le indicazioni fornite dalla Casa Elliott, il coefficiente di temperatura del filo di platino-argento da cui son formate le spire è 0,0003.

Poichè si è usato il ponte senza reocordo, le resistenze necessarie a raggiungere l'equilibrio al galvanometro si deduce-

vano da quelle che si dovevano introdurre nel ramo d perchè la deviazione cambiasse di segno.

Abbiamo ottenuto i dati relativi a queste misure da esperienze numerose eseguite in giorni diversi, sia tenendo ambedue le armature del condensatore isolate, sia ponendone una al suolo.

In tutte quante abbiamo fatto uso di un galvanometro Du Bois e Rubens coi rocchetti in serie, della resistenza complessiva di 87 B . A, ai quali abbiamo aggiunto una resistenza di 3000 Ohm B . A.

In alcune misure abbiamo anche adoperato un altro ponte, pure di Elliott, che è stato accuratamente tarato mediante quello sopra indicato.

Per risparmio di spazio riportiamo qui una sola delle tabelle relative alla determinazione pel valore di d.

I due condensatori in quantità con una delle armature a terra.

Galvanometro Du Bois e Rubens:

Vibrazioni del diapason $n = 126,56$.

Temperatura	g	a	b	d	Deviaz. del galvanometro da		a
23°,9	3087	10	10000	500	248	—	262
	»	»	»	520	248	—	231
	»	»	»	510	248	—	247
	»	»	»	509	248	—	248
	»	»	»	508	248	—	249,5

Valore corrispond. all'equilibrio 509

Temperatura	g	a	b	d	Deviaz. del galvanometro da		a
23°,9	3087	10	10000	505	248	—	255
	»	»	»	510	249	—	246
	»	»	»	508	249	—	251
	»	»	»	509	249	—	248

Valore corrispond. all'equilibrio 508,7

Si invertono i poli della pila.

Temperatura	g	a	b	d	Deviaz. del galvanometro da	a
24°	3087	10	10000	510	249,5 —	251,5
	»	»	»	508	249,5 —	248
	»	»	»	509	249,5 —	250
Valore corrispond. all'equilibrio				508,8		
24°	3087	10	10000	508	250 —	248,5
	»	»	»	510	250 —	252
	»	»	»	509	250 —	250,3
Valore corrispond. all'equilibrio				508,8		

Si vede da questa tabella che il valore di d si poteva determinare con tutta sicurezza a meno del 2 per mille per ciascuna determinazione.

Riportiamo nel quadro seguente i risultati definitivi ottenuti, per i diversi condensatori, da tutte le misure che abbiamo eseguite.

Temperatura	n	a	b	d	g	Valore corrisp. di C
I condensatori I e II in quantità						
24°	126,56	10	1000	509	3087	
	126,56			508,7		
				508,8		
				508,8		
Medie	126,56	10	1000	508,82	3087	C = 0,015516
Valore corretto per la temperatura						C_1 = 0,015479
24°,4	126,56	100	10000	5049,4	3087	
				5047		
				5052		
				5055		
Medie	126,56	100	10000	5050,8	3087	C = 0,015583
Valore corretto per la temperatura						C_1 = 0,015544

Temperatura	n	a	b	d	g	Valore corrisp. di C
24°,4	126,55 126,56	100,1	9999	5049,7 5049,6 5049 5048 5048,5	3087	
Medie	126,56	100,1	9999	5049	3087	C = 0,015606

Valore corretto per la temperatura $C_1 = 0,015567$

24°,9	126,56	9,984	9999	506,2	3087	C = 0,015581

Valore corretto per la temperatura $C_1 = 0,015539$

Valore medio di C_1 *(corr. per la temper.).* $C_1 =$ **0,015532**

CONDENSATORE N. I.

24°,6	126,56 126,56	100,1	9999	10006 10008 10006	3087	
Medie	126,56	100,1	9999	10007	3087	C = 0,0078854

Valore corretto per la temperatura $C_1 = 0,0078657$

24°,9	126,56	9,984	9999	999,5	3087	C = 0,0078875

Valore corretto per la temperatura $C_1 = 0,0078663$

Valore medio di C_1 *(corr. per la temper.).* $C_1 =$ **0,007866**

CONDENSATORE N. II.

24°,5	126,56 126,56	100,1 100,1	9999 9999	10121 10121	3087 3087	
Medie	126,56	100,1	9999	10121	3087	C = 0,0077976

Valore corretto per la temperatura $C_1 = 0,0077782$

24°,9	126,56	9,984	9999	1011,5	3087	C = 0,0077946

Valore corretto per la temperatura $C_1 = 0,0077736$

Valore medio di C_1 *(corr. per la temper.).* $C_1 =$ **0,0077759**

tilmente da che il campione può avere subito una leggera variazione nei 15 anni trascorsi da quando il Prof. Ròiti eseguì le sue esperienze, e dal fatto che, nelle esperienze di confronto, la carica durava 1″, mentre in quelle eseguite col ponte durava solo $^1/_{500}$ circa di sec. In queste ultime ci si avvicinava quindi maggiormente alle condizioni in cui il condensatore funzionava durante la misura del periodo di oscillazione.

Riteniamo quindi che il valore da adottarsi nei nostri calcoli sia quello dedotto dalle nostre misure assolute, e cioè:

	U. E. [C. G. S.]	Microfaraday
Pel condensatore N. 1	7178	0,007976
» N. 2	7096	0,007885
Per due condensatori in quantità	14175	0,01575
» in serie .	3568	0,003965

18. — A questi valori della capacità del condensatore debbono aggiungersi quelli della capacità delle altre porzioni del circuito; ma, entro i limiti della precisione delle nostre misure, il più delle volte si può senz'altro trascurare questa aggiunta. Infatti, il caso in cui nelle nostre esperienze questa capacità supplementare aveva il massimo valore, era quello nel quale il circuito di scarica era costituito da un filo lungo cm. 1504 del diametro di cm. 0,08 e disteso in forma di quadrato, a 85 cm. di distanza dalle pareti della stanza in cui si facevano le misure.

La capacità di questo filo calcolata in misura elettrostatica colla formula

$$C = \frac{l}{2 \lg \frac{2d}{r}}$$

(dove r è il raggio del filo, l la sua lunghezza e d la distanza dalle pareti) riesce uguale a cm. 97. In questo caso abbiamo tenuto conto di siffatta correzione, negli altri casi essa è riuscita addirittura trascurabile, di fronte alla capacità del condensatore che in nessuna disposizione scendeva al di sotto di cm. 3568.

D) Resistenza del circuito metallico e della scintilla.

α) *Principio del metodo.*

19. — In queste prime ricerche il valore della resistenza dei circuiti da noi usati era trascurabile per il calcolo del periodo d'oscillazione colla formula di Thomson. Ma invece la cognizione del valore esatto della resistenza offerta dalle parti metalliche alle scariche oscillatorie ci era indispensabile come elemento di confronto, per poterne dedurre la resistenza effettiva della scintilla.

Tale confronto è stato da noi fatto misurando la quantità di calore, che una stessa scarica svolgeva, sia nelle singole parti metalliche, sia nella scintilla; e a tal uopo ci siamo serviti di speciali calorimetri.

β) *Calorimetri.*

20. — *Calorimetri a circuito metallico.* — Quelli che adoperammo per la misura dell' energia che veniva svolta nelle parti metalliche del circuito avevano la forma indicata nella fig. 7.

Il filo rettilineo o la spirale attraverso ai quali si scaricava il condensatore terminavano in due corti fili di platino saldati a fuoco alle due estremità di un tubo di vetro. A questo tubo era unito, in posizione verticale, il cannello capillare calibro C, opportunamente diviso e saldato nella parte inferiore ad un tubo più largo, a cui era unito il robinetto R: a quest'ultimo, per mezzo di un tubo di gomma, era congiunto il piccolo serbatoio di mercurio M. Tutto il tubo T, l'interno del tubo su cui era avvolta la spirale e parte dal cannello capillare C erano riempiti di toluolo.

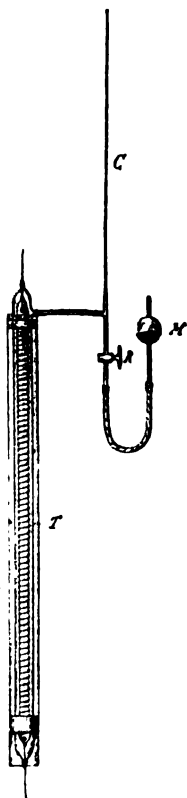



Fig. 7.

Il mercurio arrivava almeno un cm. al di sopra del robinetto R: ciò che permetteva di regolare l'altezza del toluolo nel cannello capillare C, e d'impedire che questo sfuggisse dal robinetto R. Attorno al calorimetro così formato fu posto un manicotto di vetro, per rendere regolare lo scambio di calore con l'ambiente. Per poterle fissare entro i calorimetri, le spirali erano avvolte su tubi di vetro a pareti sottili.

Riportiamo qui i dati relativi ai cinque calorimetri cui ci servimmo nelle nostre esperienze.

Calorimetro a spirale N. 1.

Diametro del filo	cm.	0,078
Diametro esterno delle spire .	»	1,521
Numero delle spire	»	220,25
Lunghezza della spirale . . .	»	36,8

Calorimetro a spirale N. 2.

Diametro del filo	cm.	0,078
Diametro esterno della spirale	»	1,78
Numero delle spire	»	423
Lunghezza della spirale . . .	»	69

Calorimetro a spirale N. 3.

Diametro del filo	cm.	0,078
Diametro esterno della spirale	»	1,64
Numero delle spire	»	102
Lunghezza della spirale . . .	»	15,6

Calorimetro a filo rettilineo N. 4.

Diametro del filo	cm.	0,078
Lunghezza del filo.	»	100

Calorimetro a filo rettilineo N. 5.

Diametro del filo	cm.	0,078
Lunghezza del filo.	»	147

21. — *Calorimetro a scintilla.* — Esso era costituito (figura 8) da due recipienti ovoidi R, R_1, uno interno all'altro, nel cui interspazio era posto del toluolo che occupava anche il tubo capillare T. Quest'ultimo era per altra parte congiunto, mediante un cannello munito di rubinetto e un tubo di gomma, a un serbatoio P contenente mercurio. Alzando o abbassando P

si poteva variare l'altezza del mercurio nel cannello, e perciò quella del toluolo nel tubo T.

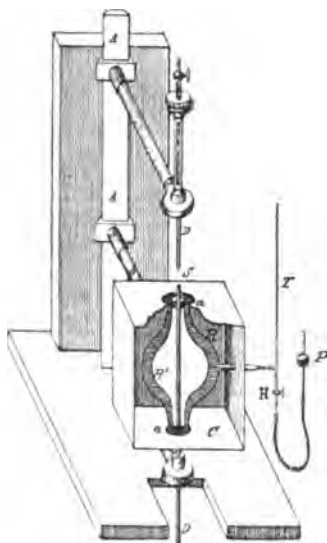



Fig 8.

Attorno al recipiente esterno R era avvolto un sufficiente strato di panno di lana; e il tutto, collocato entro una cassetta di legno C, poteva scorrere mediante il braccio N O su cui era fissato, lungo l'asta di ottone A, e poteva quindi portarsi ad altezze diverse.

Abbiamo dovuto ricorrere alla disposizione sopra descritta, per poter fare scoccare liberamente nell'aria la scintilla, quando dovevamo eseguirne la fotografia.

Allorchè l'intervallo dello spinterometro in cui succedeva la scintilla S si voleva escludere, la cassetta si fissava all'altezza disegnata nella fig. 8. Per introdurre poi la scintilla nel calorimetro bastava portare in alto il braccio N O.

Si otteneva una buona chiusura delle due aperture *a a'* del recipiente calorimetrico R, rivestendo con tubi di gomma le asticelle di ottone D, D' dello spinterometro nel tratto vicino all'interruzione dove la scintilla scoccava. Siffatto modo di chiusura permetteva di collocare a posto con tutta facilità e prontezza il calorimetro al momento voluto, quando, cioè, si voleva eseguire la misura del calore che si svolgeva nella scintilla,

Questa forma di calorimetro ci è sembrata più adatta di quelle adoperate precedentemente da altri; perchè abbiamo così evitato gli inconvenienti dovuti agli effetti esplosivi ed elettrostatici della scintilla. Inoltre abbiamo evitato le difficoltà, che si incontravano nei calorimetri ad aria, per l'esatto apprezzamento della parte che ha la dilatazione del gas nello spostamento della colonna liquida in un tubo capillare. Se il tubo non è perfettamente calibro, tale spostamento è notevolmente influenzato dalle azioni capillari.

γ) *Campionamento dei calorimetri.*

22. — Per poter ottenere in misura assoluta dagli spostamenti del menisco nel tubo capillare dei calorimetri l'energia che era stata svolta nei medesimi, ne abbiamo fatto la taratura nel modo seguente:

a) Pei calorimetri a spirale metallica si faceva passare, per un tempo noto, una corrente continua d'intensità conosciuta.

Da questo valore dell'intensità della corrente e dal valore della resistenza che la spirale presentava per correnti continue (resistenza che si misurava con un ponte Elliott), si calcolava l'energia spesa nella spirale, e quindi si otteneva la corrispondenza fra questa energia e lo spostamento della colonna di toluolo nel calorimetro;

b) Pel calorimetro a scintilla si procedeva allo stesso modo, dopo aver però collegato i due estremi dello spinterometro con una spiralina di costantana, della quale si conosceva la resistenza.

Le letture dei calorimetri — fatte a distanza con un cannocchiale — si effettuavano in ambedue i casi, determinando di minuto in minuto gli spostamenti che la sommità della colonna di toluolo presentava cinque minuti prima di cominciare l'esperienza, durante l'esperienza, e cinque minuti dopo.

Tanto il passaggio della corrente continua nelle esperienze di campionamento, quanto quello delle scariche nelle esperienze di misura definitive, non durava più di 40 secondi.

Le letture si facevano sempre di notte, perchè le variazioni di temperatura nella stanza fossero le minori possibili.

Nelle tabelle che seguono riporteremo una delle serie di misure fatte pel campionamento dei nostri calorimetri, per

mostrare quale è il grado di precisione a cui siamo giunti. In queste tabelle il valore σ segnato nella 6ª colonna, pei calorimetri a spirale è stato calcolato con la formola $\sigma = S - \frac{s + s'}{2}$, dove con S è indicato lo spostamento subìto dal menisco del toluolo nel minuto comprendente i 30ˢ durante i quali passava la corrente, e con s e s' sono indicati gli spostamenti nel minuto precedente e nel minuto seguente a quello in cui passava la corrente.

Poichè, cessata la corrente, il menisco riprendeva subito il suo andamento regolare e quasi del tutto uguale a quello che presentava prima che passasse la corrente, si può ritenere che il valore così corretto, dia con approssimazione sufficiente, lo spostamento effettivo dovuto al riscaldamento provocato dalla corrente nella spirale.

Pel calorimetro a scintilla invece, l'andamento del menisco, successivamente al passaggio della corrente, non ritornava subito identico a quello che si aveva avanti in causa sia del riscaldamento delle sferette dello spinterometro, sia del riscaldamento dell'aria e delle pareti di vetro dell'involucro interno. Quindi, per questo calorimetro, il calcolo dei valori segnati nella 6ª colonna si è fatto mediante la formula

$$\sigma = n_s + n_{s+1} + \ldots n_{s+r} - \frac{n_{s-1} + n_{s+r+1}}{2} r;$$

dove n_s è lo spostamento osservato nel minuto s^{esimo}, in cui passava corrente, n_{s-1}, n_{s-2}, n_{s-3}..... sono gli spostamenti osservati nei minuti precedenti, ed n_{s+1}, n_{s+2}... n_{s+r} gli spostamenti osservati negli r minuti seguenti, fino a che l'andamento del menisco non fosse tornato prossimamente quello che si aveva avanti il passaggio delle scariche.

Ordinariamente però bastavano soltanto due o tre minuti perchè si avesse il ritorno all'andamento primitivo.

Quando si avevano in circuito i calorimetri a spirale soltanto, si facevano le letture di minuto in minuto, e la corrente passava per 30ˢ ogni tre minuti. Quando era in circuito anche il calorimetro a scintilla la corrente passava ogni 5 o 6 minuti soltanto e le letture si facevano di minuto in minuto.

CALORIMETRO N. 1.

R = 0,401 Ohm a 12°.

L'andamento del menisco ritorna regolare 1ᵐ dopo il passaggio della corrente.

Tempi	Indicazioni relative al passaggio della corrente	Intensità della corrente in Ampères	Posizione del menisco	Spostamento	Spostamenti corretti σ
0			120,7	—1,3	
1			119,4	—1,4	
2	passa la corr. per 30ˢ	0,514	118	10	$10 + \frac{1,4+1,4}{2} = 11,40$
3			128	—1,4	
4			126,6	—1,7	
5	» » »	0,514	124,9	9,5	$9,5 + \frac{1,7+2,4}{2} = 11,55$
6			134,4	—2,4	
7			132	—2,2	
8	» » »	0,513	129,8	8,7	$8,7 + \frac{2,2+2,6}{2} = 11,10$
9			138,5	—2,6	
10			135,9	—2,9	
11	» » »	0,517	133	8,5	$8,5 + \frac{2,9+3,1}{2} = 11,50$
12			141,5	—3,1	
13			138,4	—3	
14	» » »	0,512	135,4	7,4	$7,4 + \frac{3+2,5}{2} = 10,15$
15			142,8	—2,5	
16			140,3	—2,8	
17	» » »	0,514	137,5	8,5	$8,5 + \frac{2,8+3}{2} = 11,40$
18			146	—3	
19			143	—2,8	
20	» » »	0,514	140,2	8,8	$8,8 + \frac{2,8+2,7}{2} = 11,55$
21			149	—2,7	
22			146,3	—2,7	
23	» » »	0,514	143,6	9,2	$9,2 + \frac{2,7+2,8}{2} = 11,95$
24			152,8	—2,8	
25			150	—3	
26	» » »	0,514	147	8,2	$8,2 + \frac{3+3}{2} = 11,20$
27			155,2	—3	
28			152,2	—3	
29	» » »	0,514	149,2	8,2	$8,2 + \frac{3+2,9}{2} = 11,15$
30			157,4	—2,9	
31	Media	0,514	154,5		Media 11,30

Calorimetro a scintille.

In esso è introdotta la spiralina di costantana, la cui resistenza è di 0,378 Ohm a 16°.

L'andamento del calorimetro ritorna regolare 2m dopo il passaggio della corrente.

Tempi	Indicazioni relative al passaggio della corrente	Intens. della corr. in Ampères	Posizione del menisco	Spostamento	Spostamenti corretti σ
0			51,4		
1			54,5	3,1	
2			58	3,5	
3			61,5	3,5	
4	passa la corr. per 30s	0,529	65,2	3,7	
5			81	15,8	$15,8+8+3,2-\frac{3,7+2,9}{2}\times 3=17,1$
6			89	8	
7			92,2	3,2	
8			95,1	2,9	
9	» » »	0,529	98	2,9	
10			114	16	$16+6,9+2,2-\frac{2,9+2}{2}\times 3=17,75$
11			120,9	6,9	
12			123,1	2,2	
13			125,1	2	
14	» » »	0,529	127,3	2,2	
15			143,5	16,2	$16,2+5,5+2,3-\frac{2,2+2,2}{2}\times 3=17,40$
16			149	5,5	
17			151,3	2,3	
18			153,5	2,2	
19	» » »	0,525	155,3	1,8	
20			170	14,7	$14,7+6,7+1,9-\frac{1,8+1,3}{2}\times 3=17,65$
21			176,7	6,7	
22			178,6	1,9	
23			179,9	1,3	
24	» » »	0,525	181,4	1,5	
25			195	13,6	$13,6+6,4+1,3-\frac{1,5+1,3}{2}\times 3=17,1$
26			201,4	6,4	Media 17,4
27			202,7	1,3	
28			204	1,3	
29			205	1	
	Media	0,527			

Dai risultati riportati nelle tabelle precedenti si deduceva facilmente la quantità di calore

$$q = \frac{i^2 . r . t}{4,2}$$

che si svolgeva durante il tempo t.

Questa quantità, divisa pel numero N delle divisioni corrispondenti allo spostamento medio corretto, σ, cioè per la media dei valori contenuti nella 6ª colonna delle precedenti tabelle, dava la costante del calorimetro. Per avere la costante definitiva si faceva la media delle medie di tre serie simili a quelle riportate nelle precedenti tabelle.

23. — In tal modo, dalle misure sopra riportate, abbiamo ricavato per il calorimetro a spirale metallica N. 1.

$$C_1 = \frac{0,514^2 \times 0,401 \times 30}{4,2 \times 11,30} = 0,0670 ;$$

per il calorimetro ad aria

$$C_s = \frac{0,527^2 \times 0,378 \times 30}{4,2 \times 17,4} = 0,0431 .$$

Per ogni calorimetro, come si è detto, sono state fatte almeno tre determinazioni simili a quelle riportate nelle precedenti tabelle, ad intervalli di tempo abbastanza distanti tra loro. Per le costanti del calorimetro N. 1 abbiamo avuto i valori:

0,0670 0,0670 0,0664

la cui media è

$$C_1 = 0,0668 \text{ in piccole calorie.}$$

Per il calorimetro a scintilla i valori ottenuti furono:

0,0431 0,0426 0,0429

la cui media è

$$C_s = 0,0429.$$

Per gli altri 3 calorimetri si ricavarono i valori medii finali:

per il calorimetro N. 2.

$$C_2 = 0,0876;$$

per il calorimetro N. 3

$$C_3 = 0,0871;$$

per il calorimetro N. 4

$$C_4 = 0,0399.$$

δ) Resistenza delle parti metalliche e sua dipendenza dalla natura della scarica.

24. — Abbiamo già accennato all'importanza che aveva per le nostre ricerche la cognizione esatta della resistenza delle parti metalliche del circuito di scarica.

Pel caso dei comuni fili di rame distesi in linea retta, la resistenza R' che un conduttore di lunghezza l oppone ad una corrente oscillante secondo Lord Rayleigh [1]) è data da

$$R' = R\left(1 + \frac{1}{12}\frac{p^2 l^2 \mu^2}{R^2} - \frac{1}{180}\frac{p^4 l^4 \mu^4}{R^4} + \ldots\right) \tag{1}$$

essendo R la resistenza del filo stesso per correnti continue, μ la sua permeabilità magnetica, e $p = 2\pi n$, dove n è la frequenza della corrente.

Per valori grandissimi della frequenza la teoria del Rayleigh mostra che tal resistenza R' ha per limite il valore

$$R' = \sqrt{\frac{p\, l\, \mu\, R}{2}}, \tag{2}$$

ovvero

$$R' = \pi\, a\, R \sqrt{\frac{n\, \mu}{\sigma}},$$

se a è il diametro e σ la resistenza specifica del conduttore.

1) Phil. Mag., (5), 21, p. 381, 1886.

Questa formula è uguale a quella che, per n grandissimo, si deduce dalla teoria esposta da Stefan [1]) delle oscillazioni elettriche nei conduttori rettilinei.

Ma per un circuito avvolto a forma di spirale non possiamo dire a priori che siano valide le stesse formule che dànno la resistenza vera pei fili rettilinei; e mancando uno studio teorico della questione, abbiamo dovuto eseguire delle ricerche sperimentali per confrontare la resistenza offerta da una spirale con quella, che alla medesima scarica opponeva un filo disteso in lina retta.

Noi abbiamo determinato lo sviluppo di calore in due tratti successivi di uno stesso circuito formato da due fili dello stesso diametro e della stessa sostanza — uno disteso in linea retta, l'altro avvolto a spirale — da prima quando essi son percorsi da una corrente continua, poi quando son percorsi da una scarica oscillante. A tal uopo ci siamo serviti dei calorimetri N. 1, 2, 3, 4, 5 descritti al § 20.

Indichiamo con n e n' rispettivamente gli spostamenti del menisco nel tubo capillare del calorimetro a spirale ed in quello del calorimetro a filo rettilineo, quando si faccia passare in ambedue una stessa corrente continua; con n_T ed n'_T gli spostamenti prodotti nei medesimi calorimetri per il passaggio di un certo numero di scariche.

Corrispondentemente indichiamo con Q, Q', Q_T, Q'_T le quantità di calore nei quattro casi sopradetti.

Dalle relazioni

$$\frac{Q}{Q_T}=\frac{n}{n_T} \qquad \frac{Q'}{Q'_T}=\frac{n'}{n'_T}$$

si ha in primo luogo

$$\frac{n_T}{n'_T}:\frac{n}{n'}=\frac{Q_T}{Q'_T}:\frac{Q}{Q'}.$$

D'altra parte indicando con l, l' le lunghezze del filo a spirale e del filo rettilineo; con R ed R' le loro resistenze, si ha per la corrente del periodo T

$$\frac{Q}{Q'}=\frac{l}{l'} \qquad \frac{Q_T}{Q'_T}=\frac{R}{R'};$$

1) Wied. Ann., 41, p. 400, 1890.

e quindi

$$\frac{n_T}{n'_T} : \frac{n}{n'} = \frac{R}{l} : \frac{R'}{l'} .$$

Ora $\frac{R}{l}$ e $\frac{R'}{l'}$ ci rappresentano le resistenze per unità di lunghezza di due fili uno avvolto a spirale e l'altro disteso rettilineamente, e quindi, indicandole per brevità con ρ e ρ', scriveremo

$$\frac{\rho}{\rho'} = \frac{n_T}{n'_T} : \frac{n}{n'} .$$

Si può anche dire che il quoziente

$$\frac{\rho}{\rho'}$$

dà il rapporto tra la resistenza di un filo avvolto a spirale e la resistenza dello stesso filo disteso in linea retta per scariche del periodo T.

25. — Prima di eseguire le esperienze per la determinazione di questo rapporto, abbiamo voluto verificare se il metodo calorimetrico da noi scelto era adatto a fornire indicazioni attendibili.

Può infatti nascere il sospetto che si abbiano in seno al toluolo fenomeni di viscosità dielettrica, i quali, svolgendo calore nel coibente, possano mascherare profondamente lo svolgimento di calore nella spirale per via dell' effetto Joule.

Ma due serie di esperienze fatte con calorimetri speciali ci hanno senz' altro autorizzati a rigettare tale sospetto.

La prima serie, fatta con due calorimetri nei quali la spirale ed il filo erano immersi nell' aria, diede risultati identici a quelli ottenuti coi calorimetri a toluolo.

La seconda serie è stata fatta con un calorimetro della solita forma, in cui al posto della spirale era stato immerso nel toluolo un condensatore formato da due armature cilindriche. Avendo collocato questo calorimetro in derivazione agli estremi di una di quelle spirali che erano attraversate dalla scarica, non abbiamo potuto apprezzarvi alcun svolgimento di calore sensibile.

In secondo luogo si potrebbe obbiettare che in generale, lo spostamento del menisco del toluolo, oltrechè dipendere dalla quantità di calore svolto nel filo, dipenda dalla velocità con cui detto calore viene ceduto all'ambiente. Poichè essendo maggiore la superficie di radiazione di un calorimetro contenente un filo rettilineo in confronto a quella di un calorimetro contenente lo stesso filo avvolto a spirale, si potrebbe pensare che per questa causa le scariche potessero produrre nel primo calorimetro degli effetti maggiori che nel secondo.

Abbiamo perciò eseguite nuove esperienze adoperando delle correnti continue, che si mandavano a lunghi intervalli nei calorimetri. La disposizione a tal uopo adottata consisteva nel far chiudere il circuito degli accumulatori da un pendolo portante una punta, che penetrava entro un pozzetto di mercurio posto al di sotto del pendolo, nella posizione corrispondente a quella di riposo. Il pendolo era lungo m. 2,50 e compieva un'oscillazione di m. 1,80 in 1,6 sec. La lunghezza del pozzetto di mercurio era di 1 cm., talchè la durata del passaggio della corrente era circa $\frac{1}{285}$ dell'intervallo che separava due passaggi consecutivi. Anche con queste correnti così distanziate, abbiamo trovato, fra le quantità di calore svolte nei due tratti del circuito, lo stesso rapporto ottenuto nel caso del passaggio continuo della corrente.

Si può concludere adunque che le indicazioni dei nostri calorimetri saranno effettivamente dovute al calore svolto nel filo metallico.

Riteniamo inutile trascrivere qui le tabelle contenenti i risultati delle misure fatte per ottenere il valore del rapporto $\frac{s'}{s}$, perchè sono in tutto analoghe a quelle del § 22; riportiamo perciò i valori finali da esse ottenuti, che sono le medie di 3 serie tutte fra loro concordanti.

Media delle deviazioni osservate

con la corrente continua al calorimetro N.		con le scariche oscillatorie al calorimetro N.	
2 (spirale)	5 (filo rettilineo	2 (spirale)	5 (filo rettilineo
32,1	10,23	24,28	4,32

Rapporto $= \rho' = 3,14$ Rapporto $= \rho = 5,62$

$$\frac{\rho}{\rho'} = \mathbf{1,79} \text{ per } T = 6,7 \times 10^{-6}.$$

1 (spirale)	5 (filo rettilineo)	1 (spirale)	5 (filo rettilineo)
16,88	8,99	17,89	4,87

$\rho' = 1,878$ $\rho = 3,67$

$$\frac{\rho}{\rho'} = \mathbf{1,96} \text{ per } T = 4,3 \times 10^{-6}.$$

»	»	2,16	5,11

$\rho' = 1,878$ $\rho = 4,03$

$$\frac{\rho}{\rho'} = \mathbf{2,15} \text{ per } T = 3 \times 10^{-6}.$$

»	»	20,60	5,05

$\rho' = 1,878$ $\rho = 4,08$

$$\frac{\rho}{\rho'} = \mathbf{2,17} \text{ per } T = 2,2 \times 10^{-6}.$$

3 (spirale)	4 (filo rettilineo)	3 (spirale)	4 (filo rettilineo)
4,66	3,01	9,39	3,30

$\rho' = 1,55$ $\rho = 2,85$

$$\frac{\rho}{\rho'} = \mathbf{1,84} \text{ per } T = 1,7 \times 10^{-6}.$$

NB. I calorimetri sono posti in serie.

Dall' esame del precedente quadro risulta che la *resistenza effettiva* di una spirale (rapporto fra l' energia calorifica assorbita dalla medesima ed il quadrato medio dell' intensità della corrente) è maggiore della resistenza effettiva che offrirebbe lo stesso filo di cui essa è costituita se fosse disteso in linea retta.

26. — Per riconoscere l' influenza che la vicinanza delle spire può avere su questo aumento di resistenza abbiamo eseguito delle esperienze con altre quattro spirali *a, b, c, d,* ed abbiamo, col metodo precedentemente indicato, determinato il rapporto $\frac{\rho}{\rho'}$. I fili di rame, col quale erano state costruite le spirali *a, b, c* avevano uguale lunghezza e spessore, mentre che la spirale *d* conteneva una lunghezza maggiore di filo.

Nello stesso tempo abbiamo studiato l' influenza che poteva avere la frequenza della corrente introducendo capacità più o meno grandi nel circuito di scarica.

I resultati sono riassunti dalla seguente tabella, ove sono stati ordinati per valori crescenti della frequenza e del numero di spire contenute nell' unità di lunghezza della spirale.

Spirale	N. delle spire per cm.	Valori di $\frac{\rho}{\rho'}$				
		Corrente continua	30 grosse giare di vetro ed i condens. ad aria in quantità	Condensatori ad aria in quantità	2 condens. ad aria in serie	Un piccolissimo condensatore
Spirale *a*	2,42	1	1,02	1,14	1,18	1,30
» *b*	3,82	1	1,17	1,31	1,34	1,70
» *c*	6,22	1	1,48	1,66	1,68	1,89
» *d*	7,52	1	1,56	1,72	2,03	2,37

Si vede da questi resultati che per ciascuna spirale la resistenza va sempre crescendo colla frequenza e cresce pure col diminuire della distanza delle spire.

Questo fenomeno fa pensare che mentre in un conduttore rettilineo la corrente non passa che per un sottile strato superficiale, quando lo stesso conduttore viene avvolto a spirale, la corrente viene localizzata in uno spazio ancora più ristretto; e ciò è prevedibile se si considerano gli effetti di induzione mutua tra le varie parti del circuito.

Una tale localizzazione deve influire sul valore del coefficiente di autoinduzione del circuito; ma si può capire facilmente — e le esperienze che abbiamo fatto a tale scopo ce lo hanno confermato — che una tale influenza è insignificante di fronte a quelle notate per la resistenza.

27. — Da tutto quanto si è trovato sopra risulta adunque che il valore vero della resistenza delle nostre spirali, per un dato periodo, si otterrà moltiplicando il valore della resistenza R_T, che a quello stesso periodo presenta il filo disteso in linea retta, per il rapporto $\frac{\rho}{\rho'}$ determinato da noi sperimentalmente nel modo sopra detto.

Avremo quindi per le nostre esperienze i seguenti valori di R'_T in Ohm:

Pel calorimetro N. 2

$$R'_{T=6,7.10^{-6}} = 0,983 \times 1,79 = 1,76\,;$$

Pel calorimetro N. 1

$$R'_{T=4,8\times10^{-6}} = 0,539 \times 1,96 = 1,06$$

$$R'_{T=8,10^{-6}} = 0,643 \times 2,15 = 1,38$$

$$R'_{T=2,2.10^{-6}} = 0,761 \times 2,17 = 1,65$$

Pel calorimetro N. 3

$$R'_{T=1,7.10^{-6}} = 0,440 \times 1,84 = 0,827.$$

E) Autoinduzione.

28. — Anche per l' autoinduzione la trattazione teorica relativa alle correnti alternanti è stata fatta solamente per alcune forme speciali di circuiti piani, e mancano affatto i calcoli relativi a circuiti avvolti a spirale, pei quali non possono applicarsi nè il metodo del Maxwell della media distanza geometrica [1]), nè i procedimenti del Rayleigh [2]), nè quelli derivanti dalla teoria delle scariche oscillatorie come è stata esposta dallo Stefan [3]).

Volendo quindi poter valutare con la necessaria precisione anche questo elemento, nelle esperienze relative alla misura del periodo abbiamo fatto uso dei circuiti seguenti, pei quali si conosce il valore teorico dell' autoinduzione.

a) Quadrato di filo di rame: raggio della sezione del filo cm. 0,04; lunghezza del lato $l = 398,6$ cm.;

b) Cerchi di filo di rame;

cerchio N. 1: raggio della sezione del filo cm. 0,226; diametro del cerchio cm. 201;

cerchio N. 2: raggio della sezione del filo cm. 0,226; diametro del cerchio cm. 57,2.

I fili formanti tali circuiti son distesi sopra opportuni telai di legno, e l' isolamento necessario è ottenuto con cilindretti di ebanite.

Durante le esperienze, per tenere i lati del quadrato il più possibile lontani da masse conduttrici, il telaio di legno era inclinato di 50 gradi sull' orizzonte ed aveva uno dei lati all'altezza dello spinterometro. La distanza media fra i lati del quadrato, le pareti della stanza ed il soffitto era di m. 0,85.

Ora, secondo Lord Rayleigh [4]) l' autoinduzione L' di un

1) Cfr. Wien. Wied. Ann., 53, p. 928, 1894.
2) Phil. Mag., 21, p. 381, 1886.
3) Wied. Ann., 41, p. 400 e 421, 1890.
4) Phil. Mag., (5), 21, p. 381, 1886.

circuito piano, di lunghezza l e di resistenza ohmica R, per correnti di alta frequenza è data da

$$L' = l\left(A + \sqrt{\frac{R}{2pl}}\right)$$

dove, come è stato detto al § 24, $p = 2\pi n$ ed A è una costante. — La quale costante come risulta subito ponendo $p=0$ nella formola (20) della citata memoria, è legata all'autoinduzione L_0 per correnti continue dalla relazione:

$$L_0 = l\left(A + \frac{1}{2}\right).$$

Ne segue che la precedente formula si può mettere sotto la forma:

$$(1) \qquad L' = L_0 - \frac{l}{2}\left(1 - \sqrt{\frac{R}{\pi n l}}\right).$$

Pei diversi circuiti sopra indicati, il valore di L_0 ci è dato per un quadrato [1]) il cui perimetro è l, da

$$L_0 = 2l\left(\lg_e \frac{l}{r} - 1,9103\right)$$

per un cerchio di raggio a, da

$$L_0 = 4\pi a\left(\lg_e \frac{8a}{r} - 1,75\right)$$

essendo r il raggio del filo [2]).

Il Wien [3]) ha riscontrati i valori di L_0 calcolati con queste formule concordanti a meno di 0,1 % con quelli che egli ottenne da accurate misure; possono quindi ritenersi meritevoli di ogni fiducia. Essi sostituiti nella (1) ci permettono di calcolare l'autoinduzione che i suddetti circuiti hanno per ciascun periodo delle scariche di cui abbiamo fotografato la scintilla.

1) Questa formula si deduce con semplici operazioni algebriche da quella che s trova in Mascart. Electr. et Magn., vol. 1, p. 630 della 2. ediz.

2) Mascart, l. c., p. 638.

3) Wied. Ann., 53, p. 928, 1894.

Si ottengono in tal modo i valori seguenti:

Pel quadrato di filo di rame

T = 0,00000425	0,00000303
L' = 27390 cm.	27329 cm.

Pel cerchio N. 1

T = 0,00000235	0,00000167	0,00000120
L' = 7829 cm.	7824 cm.	7810 cm.

Pel cerchio N. 2

T = 0.0000007
L' = 1768.

Oltre a questi circuiti piani, per la misura del periodo abbiamo fatto uso anche delle due seguenti spirali:

Spirale A. — Essa è avvolta su di un tubo di ebanite, accuratamente tornito, ed attraversato per tutta la sua lunghezza da una bacchetta di vetro che ne impedisce le deformazioni. Il filo è adagiato su di un' elica incisa al tornio sul tubo stesso. Il diametro del filo di rame di cui è costituita è di cm. 0,08, il raggio medio della sezione delle spire è di cm. 0,713. Il numero di spire per centimetro è 6,3025. Tutta intera la spirale conta 485 spire. La sua autoinduzione misurata col metodo di Nernst con correnti ad alta frequenza, come è detto al § seguente, è di cm. 57230.

Spirale B. — Il sostegno di questa spirale è un grosso cilindro di marmo, tornito con estrema cura nell' officina meccanica di questo Istituto. La sua superficie può praticamente ritenersi quella di un cilindro perfetto. Difatti le variazioni del diametro della sua sezione, che è di cm. 23,821 a 23° C., non arrivano mai a 0,1 mm. La lunghezza di questo cilindro è di cm. 98. La spirale occupa 85 cm., ha in tutto 283 spire. Lo spessore medio del filo di cui è costituita è di mm. 1,435. La spirale stessa è stata avvolta direttamente sul marmo, servendosi del passeggio del tornio. Per impedire che le spire si possano spostare il tutto è stato coperto con una grossa

verniciatura di gomma lacca. Il coefficiente di autoinduzione di questa spirale è di 4546000 cm.

29. — A tali valori debbonsi poi aggiungere quelli relativi alle porzioni di circuito, che servono a stabilire le comunicazioni fra il condensatore e lo spinterometro. Per poter rendere piccola la resistenza e calcolabile facilmente l'autoinduzione di tali porzioni, abbiamo fatto le comunicazioni con grossi tubi di ottone, del raggio esterno $\rho_1 =$ cm. 1 e interno $\rho_2 =$ cm. 0,88, e con lastre di rame larghe 5 cm. e dello spessore di $^2/_{10}$ di mm. Per tali tubi, l'autoinduzione è data da [1])

$$L = 2l \left\{ \lg_e \frac{2l}{\rho_1} + \frac{\rho_2^4}{(\rho_1^2 - \rho_2^2)^2} \lg_e \frac{\rho_1}{\rho_2} - \frac{1}{4} \frac{3\rho_2^2 - \rho_1^2}{\rho_1^2 - \rho_2^2} - 1 \right\},$$

e per i nastri da

$$L = 2l \left\{ \lg_e \frac{2l}{b} - \frac{\pi}{3} \frac{a}{b} + \frac{1}{2} \right\},$$

essendo l la lunghezza, a lo spessore e b la larghezza.

Quindi pei tre tubi da noi usati, lunghi cm. 90, cm. 80 e cm. 71 rispettivamente, si hanno i valori

$L_1 = 762$ cm.
$L_2 = 658$ »
$L_3 = 567$ »

e per la lastra, lunga 20 cm.,

$L_4 = 103$ cm.

30. — Nelle esperienze poi che ci hanno servito a determinare la resistenza della scintilla, e i cui risultati abbiamo utilizzati per confrontare l'energia disponibile nella scarica con quella che si manifesta nelle varie porzioni del circuito, abbiamo fatto uso, come già si è detto, di circuiti avvolti a spirale: ed anche in quelle esperienze noi abbiamo fotografato le scintille.

1) Wien. Wied. Ann., 53, p. 928, 1894.

Volendo paragonare i valori del periodo d' oscillazione ottenuti sperimentalmente per queste scintille con i corrispondenti valori teorici, bisognerebbe conoscere l' autoinduzione di quelle spirali, le cui dimensioni sono indicate al § 20.

In mancanza di formule teoriche pel calcolo esatto di tali autoinduzioni, non ci restava che farne il confronto con quella di circuiti teoricamente calcolabili.

Per siffatto confronto ci siamo serviti dell' eccitatore differenziale di Nernst [1]) che abbiamo leggermente modificato inquantochè per ottenere l' equilibrio nel medesimo noi mantenevamo costanti le due capacità di confronto e facevamo variare una delle due autoinduzioni. L' autoinduzione variabile era costituita da una spirale di filo di rame della quale si poteva impegnare nelle esperienze un numero qualunque di spire (raggio medio della spirale cm. 0,713, spessore del filo mm. 0,8, numero delle spire per unità di lunghezza 6,3025).

La disposizione che adottammo è indicata schematicamente nella fig. 9, dove L_1 è la spirale, L_2 è il circuito di confronto C_1 e C_2 sono i due condensatori di paragone ed R è il rivelatore.

Messi i punti C e D in comunicazione con gli elettrodi di uno spinterometro e coi poli di un rocchetto di Rumkorff, per

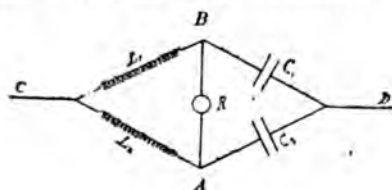



Fig. 9.

l' eccitatore differenziale si potevano far passare delle correnti, la cui frequenza era dello stesso ordine di grandezza di quelle delle scintille da noi fotografate.

Allora si esaminava se i punti di attacco A e B tra ciascuna autoinduzione e il rispettivo condensatore si trovavano o no allo stesso potenziale. A questo scopo abbiamo trovato convenientissimo il rivelatore, già consigliato dal Nernst, co-

1) Wied. Ann., 60, p. 600, 1897.

stituito da un tubo a vuoto senza elettrodi, sui cui estremi erano avvolte due striscie di stagnola che si mettevano rispettivamente in comunicazione con A e B.

Come è noto, la luminosità nel tubetto è minima quando sia soddisfatta la condizione

$$L_1 C_1 = L_2 C_2.$$

La precisione del metodo dipende dalla nettezza con cui si apprezza questo minimo, quando una qualunque delle quattro quantità L_1, L_2, C_1, C_2 subisce una piccola variazione. Tale nettezza è massima allorchè la rarefazione nel tubetto è quella che corrisponde al momento in cui cominciano i raggi catodici.

Si impegnavano successivamente diversi numeri di spire nella spirale fino a quando nel rivelatore si aveva il minimo di luminosità. L' autoinduzione L_2 della spirale si poteva ritenere proporzionale al numero n_0 delle spire adoperate: indicando con k il coefficiente di proporzionalità la precedente condizione di minimo veniva rappresentata da

$$L_1 C_1 = k\, n_0\, C_2.$$

Ciò fatto, al filo di autoinduzione nota veniva sostituita la spirale della quale si doveva determinare l' autoinduzione x, e nuovamente si variava il numero delle spire, fino a quando per un conveniente numero n si riotteneva il minimo del rivelatore.

La condizione di minimo diveniva

$$x\, C_1 = k\, n\, C_2.$$

Queste due determinazioni davano l' autoinduzione cercata

$$x = \frac{n}{n_0} L_1$$

per correnti di alta frequenza. Le nostre condizioni sperimentali ci permettevano tale nettezza nell' apprezzamento del minimo, che i numeri n ed n_0, varianti in generale tra 70 e 350, riuscivano determinati a meno di 1 unità.

Al conseguimento di tale precisione noi siamo riusciti usando le seguenti precauzioni:

1° Usare due condensatori di confronto le cui capacità C_1 e C_2 differissero il meno possibile l'una dall'altra;

2° Coprire tutti gli apparecchi che servivano per la produzione delle correnti ad alta frequenza (rocchetto di Rumkorff, spinterometro, ecc.) con una custodia metallica, per evitare le azioni elettrostatiche tra i medesimi e i vari rami del ponte di Nernst;

3° Coprire ugualmente con custodia metallica i due condensatori di confronto;

4° Evitare che si abbiano conduttori in vicinanza dei fili, e specialmente delle spirali.

Con questo metodo per i coefficienti di autoinduzione dei nostri circuiti abbiamo trovati i seguenti valori.

Circuito	Autoinduzione
Spirale N. 1 . .	29470
» N. 2 . .	74140
» N. 3 . .	17460
Filo N. 4 . .	3669

In questi valori sono compresi anche i tubi e le striscie di rame che stabilivano le comunicazioni.

INTORNO AD ALCUNI NUOVI METODI PER DETERMINARE IL PESO MOLECOLARE DEI CORPI IN SOLUZIONE DILUITA,

di G. GUGLIELMO [1]).

(Sunto).

I metodi che servono all'igrometria per la determinazione della tensione del vapore acqueo e del rapporto fra essa tensione e quella di saturazione alla stessa temperatura, possono servire alla determinazione della tensione di un vapore emesso da una soluzione e del rapporto fra essa tensione e quella del vapore emesso dal solvente saturo, donde si può dedurre il peso molecolare del corpo disciolto.

Sarebbe utile uno studio comparativo di questi metodi. Per ora mi limito ad esporre il principio e le disposizioni più ovvie per metterli in pratica.

Metodo psicrometrico. — Mi sono servito dell'apparecchio seguente. In una boccetta a collo largo versai uno strato della soluzione alto 1^{cm} e attraverso al tappo feci passare due termometri, uno col bulbo nudo e l'altro col bulbo avviluppato da carta da filtro: per un terzo foro passava e scorreva un tubo di vetro destinato ad agitare la soluzione.

Sollevato per un momento il tappo coi termometri, facevo arrivare alla carta da filtro di uno dei bulbi, tanto solvente da imbeverla bene senza farla sgocciolare. — Rimesso il tappo a posto, il solvente che bagnava il bulbo emetteva continuamente vapore che si diffondeva verso la soluzione e vi si condensava e così la temperatura del termometro bagnato diminuiva finchè la quantità di calore assorbita per l'evaporazione non era eguale a quella ricevuta dall'aria circostante e per irradiazione.

Se con t e t' si indicano le temperature del termometro asciutto e di quello bagnato, F e F' le tensioni del vapore del solvente alle due temperature rispettivamente e F" la tensione

1) Reale Accademia dei Lincei, vol. 10, 2° sem. serie 5, fasc. 10.

del vapore della soluzione a t; con m il peso molecolare del soluto, p il suo peso in grammi in 100 di solvente, H la pressione atmosferica e A, B, C costanti apposite, la formula psicrometrica dà:

$$F' - F'' = \frac{A}{H}(t - t')$$

Ammettendo che per piccole variazioni di temperatura le corrispondenti variazioni della tensione di vapore del solvente siano proporzionali ad esse in modo da avere:

$$F - F' = h(t - t'),$$

essendo h la variazione per 1° di essa tensione, ne risulta

$$F = F'' - \left(\frac{A}{H} + h\right)(t - t').$$

Applicando la legge di Raoult e uguagliando i due valori di $F - F''$, si ha:

$$t - t' = \frac{B \cdot F}{A/H + h} \cdot \frac{p}{m} = C\frac{p}{m}, \quad m = C\frac{p}{t - t'}.$$

Piuttosto che calcolare la costante C teoricamente, conviene di più determinarla sperimentalmente osservando la differenza di temperatura prodotta da una soluzione nota a temperatura e pressione determinate.

Se p_1, m_1, t_1, t'_1, sono i dati corrispondenti a questa soluzione e supponiamo t_1 poco diverso da t, avremo:

$$m_1 = C\frac{p_1}{t_1 - t'_1}; \qquad \frac{m}{m_1} = \frac{p}{p_1} \cdot \frac{t_1 - t'_1}{t - t'}$$

Se $p = p_1$:

$$\frac{m}{m_1} = \frac{t_1 - t'_1}{t - t'}$$

mentre se $\frac{p}{m} = \frac{p_1}{m_1}$:

$$t - t' = t_1 - t'_1$$

Ossia:

« *Soluzioni diluite aventi un egual peso di corpo disciolto per 100 dello stesso solvente producono sul termometro bagnato di solvente, a parità delle altre condizioni, abbassamenti di temperatura che sono inversamente proporzionali al peso molecolare del corpo disciolto.*

« *Soluzioni diluite aventi disciolti uguali numeri di molecole di diversi corpi per 100 gr. di uno stesso solvente, a parità delle altre condizioni, producono uguali abbassamenti di temperatura sul termometro bagnato col solvente stesso* ».

Metodo psicrometrico senza termometri, mediante pesate. — Se nella determinazione precedente sostituiamo il termometro bagnato con un tubo di vetro avvolto con carta da filtro e bagnato col solvente, ed abbiamo cura di pesare questo tubo prima di introdurlo nella boccetta, e dopo averlo lasciato per un tempo noto, la perdita di peso che ha subito per minuto e per cm^2 la superficie evaporante, misura l'intensità dell'evaporazione e può servire come misura del raffreddamento che avrebbe subito un termometro.

Basterà dunque sostituire nelle formule precedenti alle differenze di temperatura il peso del solvente evaporato per cm^2 e per minuto, o anche il peso totale del solvente evaporato, se si ha cura sempre di usare un'ugual superficie evaporante e far durare l'operazione sempre per lo stesso tempo. Del resto la legge dell'evaporazione che stabilisce che la quantità di liquido evaporato è proporzionale alla differenza fra la tensione del liquido evaporante e la tensione dell'ambiente, o anche la legge della diffusione che stabilisce che la quantità di vapore che si diffonde è proporzionale alla differenza di tensione nelle sezioni estreme, conducono unitamente alla legge di Raoult, alle stesse formule; l'abbassamento di temperatura prodotto dall'evaporazione non fa che modificare proporzionalmente la tensione di vapore del solvente e modifica solo la costante.

Invece di pesare il tubo bagnato di solvente può tornar comodo, per non essere costretti a prendere precauzioni per impedire l'evaporazione durante la pesata, pesare la boccetta

con la soluzione, oppure collocare in un piatto della bilancia la boccetta, e sull'altro il tubo bagnato, la variazione del peso occorrente per l'equilibrio essendo in questo caso la somma e doppio delle singole variazioni di peso del tubo bagnato e della boccetta.

Nelle mie esperienze la quantità di acqua assorbita dalla soluzione fu di 7 mgr. per ora, quindi facendo durare la esperienza 24 ore si potrebbero ottenere risultati misurabili anche con soluzioni molto diluite. Nel caso però di evaporazioni e diffusioni lentissime occorrerebbe assicurarsi, sperimentando prima con soluzioni note, che le perturbazioni causate dai cambiamenti della temperatura ambiente non disturbino sensibilmente la regolarità dei resultati. Qualora il solvente fosse meno volatile sarebbe utile rallentare la velocità della evaporazione, diminuendo la superficie evaporante e quella assorbente, o allontanandole l'una dall'altra.

Metodo degli igrometri ad appannamento. — In una boccetta a collo largo contenente un po' di soluzione, ho adattato un tappo attraversato da un tubo di ottone nichelato, chiuso in fondo, aperto in cima, largo 2 cm., nel quale versato un liquido volatile. Esso tubo era chiuso da un tappo con tre fori attraversato da un termometro immerso nel liquido volatile, da un tubo aperto ai due capi, affilato inferiormente che giungeva fino al fondo del liquido suddetto e da un terzo tubo che non pescava nel liquido. Questo tubo col suo contenuto viene a costituire la parte essenziale dell' igrometro di Regnault.

Se per il tubo pescante nel liquido volatile si fa gorgogliare aria, questa produce evaporazione e raffreddamento tale, che il vapore venuto a contatto col tubo nichelato produrrà l'appannamento del tubo. Interrompendo il passaggio dell'aria, l'appannamento sparisce. Prendendo la media delle temperature alle quali comparisce e sparisce l'appannamento si ha la temperatura alla quale il vapore prodotto è saturo.

Se F è la tensione del vapore, t la temperatura della soluzione, t' quella del tubo nichelato corrispondente alla saturazione, si ha che t e t' sono, per definizione, le temperature di ebollizione della soluzione e del solvente puro alla pressione

F', e si può applicare le formule di Van 't Hoff. Essenziale in questo metodo è di avere la sicurezza di quando l'appannamento appare; per questo sarebbe consigliabile che il tubo nichelato avesse una faccia piana e lo si osservasse molto obliquamente.

Un metodo teoricamente esatto sarebbe quello di determinare la temperatura alla quale il solvente che bagna un termometro non emette vapori, nè li assorbisce, e quindi il suo peso rimane costante. In tal caso la sua tensione di vapore sarebbe uguale a quella della soluzione che trovasi alla temperatura ambiente.

Un altro metodo è quello di determinare con un manometro l'aumento di pressione che produce in un recipiente chiuso e pieno di aria, l'introduzione di una certa quantità di soluzione. L'azione perturbatrice delle pareti osservata da Regnault, confermata da Galitzin, in questo caso non sarebbe da temere, perchè il vapore non saturo non si condenserebbe su di esse.

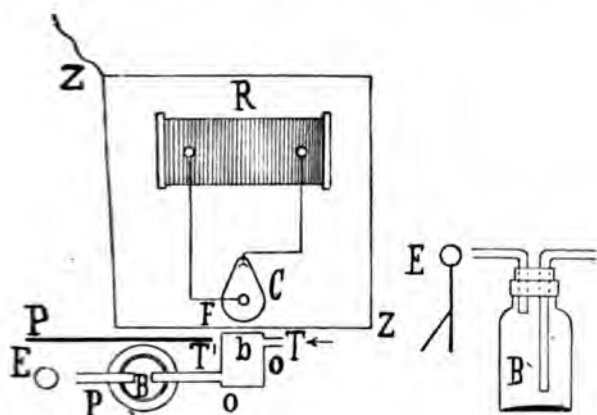
SU DI UNA PROPRIETÀ INDOTTA NEI VAPORI DALL'ARIA IXATA,

dei Dottori F. CAMPANILE *e* G. DI CIOMMO[1]).

Ci siamo proposti di vedere se l'aria ixata, passando su di un liquido volatile e mescolandosi ai vapori di questo, dall'aria prodotti, subisce alcuna modificazione nella sua virtù scaricatrice. All'uopo i raggi X erano prodotti da un Crookes a pera C rinchiuso col rocchetto R in una cassa di zinco Z Z messa in comunicazione col suolo. Un foro circolare F era praticato in una delle pareti della cassa ed era chiuso da sottile foglia di alluminio. In prossimità di questa lamina si trovava la base *b*, anche di lastra di alluminio, d'un cilindro O O di ottone munito di due tubulature T e T', dalla prima delle quali si faceva pervenire l'aria spinta da una soffieria dopo di averla fatta passare per un grande essiccatore a cloruro di calcio e

1) Dall'Elettricista, anno 11, n. 4, 1902.

per una provetta contenente ovatta idrofila. Il liquido si trovava in piccola quantità in una bottiglia B munita di un tu-

racciolo a due fori, a traverso i quali passavano due tubi di vetro, di cui il più lungo era in comunicazione col tubo T' e terminava nella bottiglia a breve distanza dal liquido, l'altro più corto terminava a breve distanza dalla pallina d'un elettroscopio a foglie d'oro.

Ad evitare che i vapori subissero direttamente l'azione degli X, la bottiglia si trovava rinchiusa in un involucro di spessa lamina di piombo; uguale protezione fu presa per l'elettroscopio a foglie d'oro. Per comodità e rapidità di misura, scegliemmo due bottiglie perfettamente uguali, che potevano chiudersi con lo stesso tappo munito degli stessi tubi, adduttore e di efflusso dell'aria ixata. In una di esse si poneva il liquido non volatile di confronto (glicerina) e nell'altra il liquido volatile in esame.

Per assicurarci che nei due casi l'aria incontrava lo stesso attrito e subisse quindi le medesime modificazioni nella sua virtù scaricatrice [1]), cambiammo tra loro le due bottiglie e riscontrammo che, senza alcun liquido nel loro interno, la virtù scaricatrice dell'aria ixata era la stessa. Così disposte le

1) E. Villari. Come l'aria ixata perde etc. Rend. R. Acc. dei Lincei, Roma, Vol. 9, 2° sem. 1900.

varie parti dell'esperienza, l'aria soffiata pel tubo T, si ixava in O O e, passando nella bottiglia, determinava l'evaporazione del liquido, mescolandosi ai vapori di questo: il miscuglio era poi spinto contro la pallina dell'elettroscopio. La scarica si osservava per mezzo d'un cannocchiale, munito di micrometro, determinando il tempo di discesa della foglia d'oro per un determinato numero di divisioni del micrometro. Le esperienze erano fatte confrontando le durate di scarica prodotte pel passaggio dell'aria ixata sopra un liquido volatile ed un liquido non volatile.

Nei risultati seguenti non può stabilirsi un rigoroso confronto tra l'efficacia dei varii liquidi volatili, perchè le esperienze, essendo fatte per i varii liquidi in giorni differenti, risentono diversamente la scarica spontanea, che varia da giorno a giorno con le condizioni atmosferiche.

TEMPI DI SCARICO DI TRE DIVISIONI			Differenze per le cariche	
Liquidi sperimentati	Carica dell' elettroscopio		Positiva	Negativa
	Positiva	Negativa		
Glicerina	121'.5	133″.5	33″.5	36″.5
Alcool	88 .0	97″.0		
Glicerina	121.5	129″.7	14″.5	17″.7
Acqua	107.0	112″.0		
Glicerina	109″.0	109″.0	19″.0	14″.0
Benzina.	90″.0	95″.0		
Glicerina	185″.8(?)	149″.6	84″.5	40″.6
Cloroformio . . .	101″.0	109″.0		
Glicerina	105″.7	113″.0	17″.2	21″.0
Solfuro di carbonio.	88″.5	92″.0		
Glicerina	132″.0	111″.5	35″.0	30″.5
Essenza di trement.	97″.0	81″.0		
Glicerina	370″.0	285″.0	39″.8	42″.0
Petrolio.	330″.0	243″.0		

Conclusioni. — Dai precedenti risultati si può concludere che l'aria ixata aumenta la sua virtù scaricatrice se passa su

un liquido volatile, di cui determina l'evaporazione ed ai cui vapori si mescola.

Non può il fenomeno essere dovuto ad una carica che l'aria ixata è capace di prendere sotto l'azione di un attrito [1]), perchè esso esiste con quasi eguale intensità variando la carica all'elettroscopio.

Non può il fenomeno attribuirsi alla esclusiva presenza del vapore, perchè soffiando aria ordinaria nell' interno delle bottiglie, (con rocchetto, cioè, inattivo) la scarica è la stessa, sia con un liquido volatile che con un liquido non volatile.

Il fenomeno non può spiegarsi infine con la differenza di attrito che il getto d' aria incontra urtando sulla glicerina, perchè, avendo posto nelle due bottiglie rispettivamente una piccola quantità di glicerina e di alcool, in modo da rimanere scoperta la parte centrale dei fondi, le scariche sono restate diverse quantunque il getto di aria urtasse in entrambi i casi sul vetro e non sui liquidi, come si vede dai seguenti risultati:

Glicerina	— Tempo di scarica di 3 divisioni	149"
Alcool	» »	114"

Risulta quindi che la maggiore efficacia dell' aria ixata quando essa determina l'evaporazione di un liquido volatile e si mescola ai vapori prodotti, è dovuta ad una proprietà, acquistata in tali condizioni, dai vapori e potrebbe forse spiegarsi con uno dei modi seguenti:

1° o ammettendo una maggiore conducibilità nei vapori prodotti e mescolati all'aria ixata;

2° o ammettendo che questi vapori, a differenza di quelli prodotti dall'aria ordinaria, sieno ionizzati.

---

1) E. Villari, Come l'aria ixata svolge etc. Rend. R. Acc. dei Lincei, Roma, Vol. 9, 2° sem. 1900.

LIBRI NUOVI

LEHRBUCH DER PHISIK,
von E. RIECKE.

(Seconda edizione Leipzig, Veit et C., 1902).

Della seconda edizione di questo interessante trattato è uscito ora il primo volume, comprendente la Meccanica, l'Acustica e l'Ottica. La materia è stata trattata in conformità delle lezioni che il Riecke impartisce nella Università di Gottinga; ed il volume può riuscire utile non solo agli studenti universitari, ma anche agli insegnanti, che vi posson trovare molte nozioni delle quali, essendo sparse in pubblicazioni poco accessibili, sarebbe difficile poter prendere conoscenza diretta. Perchè il libro riuscisse accessibile al massimo numero di persone, la parte matematica fu trattata sempre con molta parsimonia e con metodo elementare, ricorrendo invece molto spesso alle rappresentazioni geometriche.

Quanto all' ordine, alla scelta e alla trattazione metodica della materia, il Riecke ha cercato di attenersi volta a volta a ciò che più riusciva utile ad un' esposizione completa dello stato attuale della Fisica; ma per quanto è stato possibile, è stato seguito l'ordine storico delle varie ricerche; perchè, osserva l' A., chi vuole intender la Fisica, deve anche conoscere lo svolgimento che hanno avuto le idee fondamentali nella mente dei fondatori delle diverse teorie fisiche.

Come d' ordinario, anche questo trattato dopo una breve introduzione sulle misure e sul metodo grafico di rappresentazione, comincia dai fatti sperimentali della meccanica e dalle leggi che li governano, fino a quelle di Galileo sul moto e al principio di Newton. Dopo è trattata l' energetica, con un accenno all' equivalenza fra lavoro e calore, per poter spiegare completamente il principio fondamentale della conservazione dell' energia.

Seguono la statica dei liquidi incompressibili e la dinamica fluidi, con speciale riguardo ai moti vorticosi e ondulatori.

Nel capitolo dei fenomeni molecolari è stato fatto breve cenno della struttura cristallina. In quello della capillarità la legge della tensione superficiale è da prima dedotta dai fatti sperimentali; ma è data anche la teoria della pressione molecolare normale alla superficie. — Parlando poi dei fenomeni molecolari nei gas è dato un breve cenno della teoria cinetica.

L'acustica è connessa con la meccanica in modo che ambedue insieme formano la prima parte del trattato. Non è stata esposta la teoria della musica nè quella della percezione dei suoni e soltanto vi è un cenno sulla fonografia e sull'analisi delle vocali.

La seconda parte di questo primo volume è costituita dall'ottica, divisa in tre libri. — Poichè, premesso il principio generale della conservazione dell'energia, è possibile qualunque distribuzione della materia, ciascuna delle quali presenta i suoi pregi e i suoi difetti; e l'A. ha preferito trattare l'ottica nel libro che contiene i principî della teoria ondulatoria, che trovano così facile spiegazione nei fenomeni acustici.

Il primo libro dell'ottica tratta la propagazione rettilinea, la riflessione, la refrazione e la dispersione della luce, l'occhio e gli strumenti ottici.

Nel secondo libro è esposta l'analisi spettrale, la fluorescenza e l'azione chimica della luce.

Il terzo libro finalmente è dedicato alla teoria ondulatoria della luce, cioè alla interferenza, alla diffrazione, alla polarizzazione e alla doppia refrazione. Un ultimo capitolo contiene considerazioni complementari sui rapporti che l'emissione e l'assorbimento hanno con la teoria ondulatoria.

In tutto il volume, le diverse leggi vengono illustrate con l'indicazione dei valori numerici dei coefficienti e dei moduli che vi compariscono.

Citazioni assai numerose permettono di approfondire lo studio di alcune parti, che non avrebbero potuto trovare nel testo una trattazione troppo estesa.

A. STEFANINI.

VECTOR ANALYSIS,

di E. B. WILSON.

(New York, Ch. Scribner's Sons, 1901).

L' uso dei quaternioni nella fisica matematica fa conseguire una semplicità così notevole, che secondo il Tait [1]) nessuna figura nè alcun modello può esser più significativo e più comprensibile di un' equazione dei quaternioni. Ma nonostante gli sforzi che sono stati fatti da molto tempo per introdurlo nella fisica, quel metodo di calcolo ha trovato poco favore. D' altro canto i lavori di Heaviside sulla teoria elettromagnetica della luce e di Föppl sulla teoria di Maxwell, accennano ad una continua tendenza verso l' analisi vettoriale. Era quindi desiderabile che fosse pubblicato un manuale, che ponesse alla portata degli studenti di fisica questo mezzo così utile di ricerche, e dobbiamo esser grati al Prof. Wilson che ha pubblicato questo manuale seguendo le tracce delle lezioni del Prof. J. W. Gibbs, che usa esclusivamente tal metodo di analisi nei suoi corsi sull' elettricità e sul magnetismo e sulla teoria elettromagnetica della luce.

Il Wilson ha disposto il materiale delle lezioni del Gibbs in modo da renderne facile lo studio, distribuendo le applicazioni pratiche nel corpo stesso del libro, astenendosi dall'introdurre idee non affatto necessarie e studiandosi di far comprendere la necessità e l' utilità di quelle esposte. Egli avverte però che il libro non deve ritenersi come un'esposizione completa della teoria dell'analisi vettoriale, ma come un manuale nel quale possa trovarsi quanto si richiede per le applicazioni pratiche.

Il soggetto di tale analisi vettoriale si divide naturalmente in tre parti; quella che concerne la somma e il prodotto scalare e vettoriale dei vettori, quella relativa al calcolo differenziale e integrale nelle sue relazioni con le funzioni scalari e vettoriali, e quella che contiene la teoria delle funzioni lineari dei vettori. Dal punto di vista pratico per la fisica matematica la seconda parte è più elementare della terza; ma uno studente

1) Phil. Mag. Vol. 29. 1890.

cui non interessi in modo speciale la fisica troverà più attraente la terza parte, che può esser letta indipendentemente dalla seconda, e della quale apparirà anche più facile.

I capitoli I e II, che formano la prima parte, la quale tratta delle operazioni aritmetiche sui vettori, possono esser tralasciati da chi conosce i quaternioni. I capitoli III e IV trattano i soggetti fondamentali dell'analisi vettoriale, cioè il calcolo differenziale e integrale dei vettori, ed hanno la massima importanza per gli studenti di fisica. — I capitoli V e VI son dedicati alle funzioni dei vettori, e sono interessanti per la fisica perchè si prestano specialmente alla trattazione dei fenomeni che si presentano nei mezzi non isotropi. L'ultimo capitolo VII contiene gli sviluppi di alcune parti superiori della teoria, un certo numero di applicazioni e un cenno dei vettori immaginari e complessi. A. STEFANINI.

RIVISTA

Zeitschrift für Physikalische Chemie.

Vol. 36, fascicoli 4° e 5° [1]).

LUTHER R. *Comportamento della f. e. m. per sostanze con più gradi di ossidazione*, II (pp. 385-404). — Il comportamento chimico è spesso un dato più sicuro per stabilire la f. e. m.

La f. e. m.	$Cr^{\cdots} \rightarrow CrO_4^{\cdot\cdot}$	è di circa	— 1,8 V.
» »	$Cr_{met} \rightarrow CrO_4^{\cdot\cdot}$	è probabilmente	— 0,9 V.

Se una reazione non è praticamente reversibile ciò non stabilisce un criterio per non ammetterla teoricamente. Il considerare teoricamente reversibile una reazione dipende da supposizioni arbitrarie sulla velocità delle possibili reazioni. Per sostanze il cui grado intermedio di ossidazione, nelle condizioni sperimentali, spontaneamente si decompone negli altri gradi di ossidazione, il grado intermedio di ossidazione ha un potere ossidante superiore al grado massimo di ossidazione, e un potere riducente maggiore del corrispondente grado inferiore di ossidazione.

1) La indicazione del fascicolo 3° fu omessa nella pag. 166, ma la materia relativa a detto fascicolo vi fu compresa, ed essa principia a pagina 170, capoverso *Madsen Th.*

La costante di equilibrio $\frac{Cu^{\cdot\cdot}}{(Cu^{\cdot})^2}$ in presenza di rame alla temperatura di 25° raggiunge il valore di circa $1,5 \times 10^6$.

In soluzione satura il valore per

$Cu^{\cdot} \times Cl^{\cdot}$ è di circa $2,2 \times 10^{-7}$
$Cu^{\cdot} \times Br^{\cdot}$ » » $8,2 \times 10^{-9}$

La f. e. m. di $Cu \rightarrow Cu^{\cdot}$ $(v = 1)$ è di circa — 0,79 V.
» » $Pt\,Cu^{\cdot}\,(v=1) \rightarrow Cu^{\cdot\cdot}\,(v=1)$ » — 0,43 V.

Nel caso di tre gradi diversi di ossidazione le tre f. e. m. $N \rightarrow M$, $M \rightarrow H$, $N \rightarrow H$ sono eguali.

Elettrodi non attaccabili possono essere pure considerati quelli di rame, mercurio, argento.

Il modo di agire dei catalizzatori di depolarizzazione si può spiegare anche spesso con reazioni intermedie.

La f. e. m. $Hg \rightarrow HgCl_2$ in 50 litri; HCl in 40 litri è di circa — 0,75 V. La costante elettrolitica di dissociazione del $HgCl_2$ in $Hg^{\cdot\cdot} + 2Cl^{\cdot}$ ha un valore di circa $0,5 \times 10^{-14}$.

Euler Hans. *Sull' equilibrio fra etere, acqua, acido e alcool* (pp. 405-412). — È noto che chiamando K_1 la costante di dissociazione idrolitica; K_2 K_3 K K_4 le costanti di dissociazione elettrolitica rispettivamente dell'acido, base, acqua e sale, e con C la concentrazione possiamo porre l'espressione seguente:

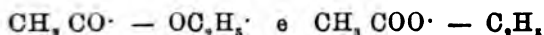
$$K_1 = \frac{C_{ac.} \cdot C_{bas.}}{C_{sale} \cdot C_{acq.}} = \frac{K_4\, K}{K_2\, K_3}$$

tenendo conto che la costante di dissociazione elettrolitica del sale non varia sperimentalmente con la natura dell' anione e catione, e la costante idrolitica è approssimativamente inversamente proporzionale alla costante di dissociazione dell' acido e della base. Considerando ora l' etere come sale possiamo porre egualmente:

$$\frac{C_{ac.} \cdot C_{alcool}}{C_{etere} \cdot C_{acq.}} = K_1 = \frac{K_{etere} \cdot K_{acqua}}{K_{acido} \cdot K_{alcool}}$$

e l' A. determinò appunto per gli eteri metilici, etilici, propilici degli acidi acetico, propionico, cloroacetico e formico la costante idrolitica. Dai numeri riportati si rileva che: per soluzioni mediocremente diluite l' equilibrio varia assai con la natura dell' acido e dell' alcool, e precisamente gli eteri metilici sono i meno elettrolizzati, e gli eteri etilici i più, mentre gli eteri propilici hanno valori intermedi; inoltre la dissociazione idrolitica di un

etere è tanto più forte quanto più è forte l' acido. A spiegazione di quest' ultimo risultato l' A. ricorda che la dissociazione di un etere per es. dell' acetato di etile può intendersi in due modi:

$$CH_3CO\cdot - OC_2H_5\cdot \quad e \quad CH_3COO\cdot - C_2H_5$$

nel primo caso l' acido acetico fungerebbe da base e l' alcool da acido; il contrario avverrebbe nel secondo caso.

SCHREINEMAKERS F. A. H. *Tensione di vapore per mescolanze triple* (pp. 413-439).

TSWETT Dr. M. *Dispositivo per poter osservare il fenomeno della fluorescenza e opalescenza* (pp. 450-452). — È descritto un apparecchio assai semplice per poter osservare sia alla luce del sole che con luce artificiale la fluorescenza e opalescenza dei liquidi. Per la figura e particolarità vedere il testo originale. La sensibilità dell' apparecchio è veramente grande, per mezzo di esso è ancora visibile alla luce del sole la fluorescenza in una soluzione di eosina della concentrazione di

$$\frac{2}{1.000\,000\,000}.$$

HANS JAHN. *Sopra la formula di Nernst per la determinazione della forza elettromotrice delle pile a concentrazione* (pp. 453-460). — L' A. rispondendo alla critica di Arrhenius (*Zeitsch. f. Phys. Ch.* 36, 28; *N. C.*) dimostra come i tre teoremi: formula di Arrhenius o di Helmoltz, formula di Nernst, e la relazione dell' isoterma di dissociazione sono di tal natura e in relazione fra loro che ammessi due di essi l' altro è determinato. Risponde poi vibratamente e categoricamente alle osservazioni di Arrhenius.

WAALS (van der) J. D. *Intorno alle relazioni fra i cambiamenti che subiscono con la temperatura il volume specifico dei vapori saturi e del liquido coesistente* (pp. 454-460).

LÖWENHERZ RICHARD. *Sulla decomposizione dei composti alogenati organici in soluzione alcoolica etilica per l' aggiunta di sodio* (pp. 469-498). — È un seguito del lavoro già in parte riferito nel *Zeitsch. f. Phys. Ch.* 32, pag. 477. Il lavoro sperimentale consiste in ciò: sciogliere in una quantità nota di soluzione amilalcoolica o etilalcoolica di composti alogenati (iodobenzolo, clorobenzolo, bromobenzolo, cloruro di benzile, ioduro di isobutile, bromuro di isobutile pei p. bromoanilina, acido p. bromobenzoico, p. dibromobenzolo, e cloroformio) del sodio e rispettivamente potassio e litio metallico. Notare di tempo in tempo quanto di me-

ioni » (pp. 524-528). — L'energia elettrostatica di un sistema sferico « particella solubile » è condizionata da tutta la sua superficie. Il valore W dell'energia elettrostatica per l'unità di superficie è espresso da

$$W = 0{,}4\, Q \,.\, K \,.\, D^{-1}\, q$$

dove Q è la somma delle cariche nell'unità di massa di H-ioni; K è la concentrazione di una delle specie degli ioni divisa per il suo peso equivalente; D è la costante dielettrica della soluzione e q è la carica di un ione in misura elettrostatica assoluta.

In soluzione la energia elettrostatica per ogni cmq. della superficie sferica ha un valore di w erg. espresso dalla relazione

$$w = 1{,}5 \times 10^{9} .\, k \,.\, q \,.$$

Le particelle solubili, di forme geometriche simili possiedono un valore d'energia elettrostatica che è proporzionale alla somma di tutte le superficie.

Benedicths C. *La legge di Avogadro è pure applicabile allo stato solido? - Alcune osservazioni sulla durezza dei metalli e delle leghe* (pp. 529-538). — La durezza dell'acciaio dipende esclusivamente dal carbonio in esso sciolto e formante una soluzione solida. Ora siccome sciogliendo nel ferro puro piccole quantità di sostanze estranee il volume varia in modo trascurabile, così per l'unità di volume aumenta il numero degli atomi; ora da esperienze fatte dal Bottone risulterebbe appunto che « la durezza di un metallo semplice è proporzionale al numero degli atomi per un determinato volume. La presenza di sostanze estranee sciolte nei corpi semplici, costituenti così delle soluzioni solide determina una pressione osmotica; e la durezza di una soluzione solida (lega) aumenta coll'aumentare della pressione osmotica.

Osaka Y. *Relazione fra la costante di dissociazione e il grado di dissociazione di un elettrolita in presenza di altri elettroliti* (pp. 539-542). — La relazione:

$$K_{AB}\,(1 - d_{AB}) = d_{AB} \,.\, T$$

dove K_{AB} è la costante di dissociazione e d_{AB} il grado di dissociazione dell'elettrolita AB; e T è la concentrazione totale degli anioni e cationi presenti nella soluzione, è dedotta pure dalla regola delle soluzioni isoidriche. Se un'elettrolita è assai debole cosicchè d sparisce in confronto di 1 e K in confronto di T la relazione si trasforma in quella data dall'Arrhenius per gli elettroliti deboli:

$$d = \frac{K}{t} \,.$$

WEGSSCHNEIDER RUD. *Sulla decomposizione del nitrito ammonico* (pp. 543-545). — Angeli e Boeris ammettono che la dissociazione del nitrito ammonico, sia molecolare, l'A. dimostra che è una reazione ionica, e che procede direttamente dalla legge delle masse e dalla legge di diluizione di Ostwald. Tutte e due le ipotesi conducono a spiegare egualmente il fatto dell'aumento nella velocità di dissociazione per l'aggiunta di un sale a ione eguale. Allo stesso risultato si arriva prendendo come base una legge della forma di quelle di Rudolphi o van't Hoff. Supposto che la reazione sia ionica l'accelerazione nella velocità di reazione non dipende dal diminuito grado di dissociazione ma malgrado questo (che ritarderebbe) dall'aumento della concentrazione del ione eguale.

WINKELBLECH K. *Elettroliti anfoteri e sali interni* (pp. 546-595). — Tesi di laurea. — L'A. chiama elettroliti anfoteri quelli che si possono combinare tanto con gli acidi che con le basi; tali sono per es. fra i composti inorganici l'idrato di alluminio ecc., e fra i composti organici gli amido-acidi. La formazione di sali dipende dalla possibilità di eliminare tanto H ioni quanto OH ioni. Queste proprietà anfotere non appartengono che agli elettroliti deboli. L'A. fece una serie di sali di elettroliti anfoteri sia con NaOH che con HCl, servendosi del grado della idrolisi misurata sia con la conducibilità elettrica che con l'eterificazione. Per i singoli casi dalla conducibilità dell'acido fu determinato la costante di affinità. Importante a notarsi è che l'asparagina nel sale sodico è così idrolizzata da potersi determinare la grandezza relativa di affinità e d'altra parte è così elettrolizzata da potersi calcolare la costante di affinità direttamente dalla conducibilità elettrica. Le amidi solfoacide non si comportano mai come basi. Non vi sono relazioni semplici fra la funzione acida e basica. I sali così detti interni, come le amido-acidi in soluzione acquosa sono dissociati idroliticamente come elettroliti deboli; e la maggior parte delle molecole idroliticamente dissociate sono intere, non dissociate. Dott. R. SALVADORI.

Drude's Annalen, Vol. 3°, N. 11, 1900.

DRUDE P. *Contributo alla teoria elettronica dei metalli* (pp. 369-402). — Questa Memoria che costituisce la terza parte di un lavoro molto completo dell'A. sopra questa questione, contiene la teoria dei fenomeni galvanomagnetici e termomagnetici.

RIKTZSCH A. *Sulla conducibilità termica ed elettrica del rame fosforoso e del rame arsenioso* (pp. 403-427). — L'A. ha eseguito

delle misure di conducibilità termica e di conducibilità elettrica di sbarre e lastre di rame contenenti deboli quantità di fosforo o d'arsenico. La presenza di queste impurità, anche in piccola proporzione, determina una diminuzione molto considerevole delle due conducibilità; ma la conducibilità calorifica è in questa maniera ridotta di più della conducibilità elettrica.

FISCHER K. T. *Un nuovo barometro; areometro barometrico* (pp. 428-438). — Un areometro a galleggiante, formato in modo simile al diavoletto di Cartesio, prende una posizione di equilibrio stabile che varia colla pressione esterna. Questo nuovo barometro è graduato per confronto col barometro a mercurio; le sue indicazioni saranno confrontabili fra loro se tutto il sistema (galleggiante e liquido) è mantenuto a temperatura costante, e questa condizione è realizzata con un dispositivo simile a quello del calorimetro di Bunsen.

L'apparecchio è specialmente destinato alle osservazioni aeronautiche per le quali non è necessaria una estrema precisione.

JOHNSON K. R. *Contributo allo studio dei rocchetti d'induzione* (pp. 438-460).

JOHNSON K. R. *Sulla costanza del potenziale di scarica* (pp. 461-470).

BENTON J. R. *Influenza della tensione sulla resistenza specifica alla torsione di alcuni fili metallici* (pp. 471-491). — L'A. carica un filo con differenti pesi e studia la durata delle oscillazioni di torsione, quando il filo è più o meno teso. Questo metodo dinamico non conduce a risultati ben netti e degni di essere riassunti. Abbiamo qui un altro esempio dell'impossibilità di adoperare il metodo delle oscillazioni per lo studio della torsione.

STARK J. *Metodo delle correnti trasversali e conducibilità dei gas attraversati da una corrente* (pp. 492-512). — Sia un cilindro conduttore attraversato secondo il suo asse da una corrente uniforme. Disponiamo, in una sezione retta del cilindro, due elettrodi lineari parassiti; essi si troveranno sopra una superficie equipotenziale e per conseguenza, non daranno passaggio ad alcuna corrente, a meno che, per mezzo di una sorgente esterna, si stabilisca fra questi due elettrodi una differenza di potenziale. Se si suppone che la resistenza del circuito degli elettrodi parassiti sia trascurabile di fronte a quella della materia del cilindro, l'intensità della corrente nel circuito degli elettrodi parassiti sarà in ragione inversa della resistenza specifica del cilindro. E se questa varia da una sezione ad un'altra, basterà di confrontare le intensità delle correnti trasversali prodotte da una forza elettromotrice costante fra gli eletttodi parassiti posti, alla stessa

distanza, successivamente in diverse sezioni del cilindro, per dedurne la legge di variazione della resistenza specifica, con la distanza dall'origine.

Le condizioni realizzate in una massa gassosa cilindrica attraversata da una corrente assiale sono evidentemente troppo complesse perchè si possa assimilare il gas ad un conduttore metallico o elettrolitico, la cui resistenza non dipenderebbe che dalla distanza da un'origine. Tuttavia il metodo delle correnti trasversali può fornire delle cognizioni qualitative che non saranno senza interesse.

L'A. trova già, quantunque le sue ricerche non siano terminate, che la conducibilità così assegnata ad un gas attraversato da una corrente è generalmente più grande negli spazi luminosi che negli spazi oscuri vicini; la conducibilità è massima nella luce negativa, minima nello spazio oscuro catodico.

Lecher E. *Sopra l'induzione unipolare e l'esperienza di Pohl* (pp. 513-521). — L'A. determina colla considerazione delle linee di forza e delle forze elettromotrici indotte col movimento, i punti d'applicazione delle forze che si esercitano fra correnti chiuse, fra una calamita e una corrente chiusa, e fra una calamita e un elemento di corrente.

Lorberg H. *Alcune osservazioni sopra due memorie di Lecher e di König* (pp. 522-529).

Wien W. *Sulla teoria dell'irraggiamento dei corpi neri. Discussione* (pp. 530-539). — L'A. ha pubblicato su questa quistione, nell'occasione del Congresso di Fisica, una notevole relazione alla quale si riferisce. Lo scopo principale dell'attuale pubblicazione è soprattutto di rispondere ad una critica formulata da Brillouin sull'effetto della rotazione magnetica del piano di polarizzazione, e di precisare diversi altri punti della sua teoria che hanno dato luogo a discussioni.

Wedell-Wedellsborg G. S. *Nota sopra le cause della variazione secolare del magnetismo terrestre* (pp. 540-543). — La terra, elettrizzata negativamente, e girando intorno al suo asse produce un campo magnetico. Perchè il campo magnetico terrestre effettivo non è simmetrico intorno all'asse di rotazione e si sposta lentamente nel corso dei secoli? L'A. si appoggia sulle osservazioni e le teorie di Adam Paulsen per riferire la causa principale ad un'azione delle macchie solari.

Pallich J. V. *Una modificazione semplice dell'interruttore di Wehnelt* (pp. 543-544). — È un interruttore elettrolitico molto semplice. Il catodo è formato da un filo di rame di 3 a 5 mm. di diametro immerso verticalmente, per una lunghezza di 2 o 3

cm. nel liquido (acido solforico diluito, di densità 1,2). L'anodo è formato da un filo d'acciaio di 1 a 2 mm. di diametro chiuso in un tubo di vetro, disposto verticalmente in vicinanza del catodo, e il cui orifizio inferiore è abbastanza piccolo perchè il filo di acciaio non possa passarvi. Questo orifizio deve, d'altra parte, essere solido da resistere alle violenti scosse che vi si producono perchè esso è la sede delle interruzioni. La boccia, di un mezzo litro di capacità, è posta in una grande vasca piena d'acqua fredda.

M. PANDOLFI.

Philosophical Magazine. Serie 6., Vol. 1, 1901.

WOOD R. W. *La dispersione anormale del carbonio* (pp. 405-410). — Volendo riconoscere se l'assorbimento della luce è accompagnato da un cambiamento nella direzione della propagazione del raggio luminoso, l'A. ha studiato pellicole molto sottili di nero fumo, deposte sopra lastre di vetro o mediante una lampada a gas, o mediante la disgregazione di un filamento di lampada a incandescenza. Tali pellicole, studiate con un refrattometro interferenziale, hanno mostrato un ritardo assai marcato, e quindi non si prestano per decidere direttamente la questione sopra accennata. Le misure fatte all'interferometro dànno per l'indice di refrazione del nero fumo il valore 2,2 molto vicino a quello del diamante. Ma determinando direttamente la rifrazione mediante un sottilissimo prisma di nero fumo, l'A. trovò che il carbonio ha una dispersione anormale, cioè un indice di rifrazione maggiore pel rosso che pel violetto.

TRAVERS M. W. *La liquefazione dell'idrogeno* (pp. 411-423). — Basandosi sulle ricerche di Dewar, dalle quali resultava che a — 200° l'idrogeno non si comporta più come un gas perfetto e che con una grande espansione può raffreddarsi notevolmente, l'A. ha costruito un apparecchio che permette di ottener l'idrogeno liquido in grande quantità.

Dopo una breve storia delle esperienze che furon fatte per liquefare l'aria e l'idrogeno, l'A. espone il metodo usato nel suo apparecchio, la cui descrizione riesce impossibile senza l'aiuto dei disegni. Il metodo di liquefazione consiste nel comprimere l'idrogeno a 200 atm. in un recipiente tenuto a — 80° per mezzo di CO_2 e alcool, e nel lasciarlo poi espandere in un recipiente tenuto a — 200° mediante l'aria liquida. Da quel recipiente il gas entra in un serpentino contenuto in un recipiente a doppia parete, col vuoto interposto, ed espandendosi attraverso una valvola, in

parte si liquefà e quello non liquefatto è ripreso nel compressore. Il liquido che via via si separa è poi raccolto in un altro recipiente a vuoto.

RUCKER A. W. *Sul campo magnetico prodotto dai tram elettrici* (pp. 423-431). — Con un calcolo che non si presta a un breve riassunto l'A. mostra che le correnti di dispersione influenzano soltanto la componente orizzontale del magnetismo terrestre, mentre la componente verticale è influenzata dalla differenza fra gli effetti delle correnti nei fili aerei e quelle delle rotaie o di altri conduttori orizzontali, coi quali si compie la comunicazione colle vetture. Se i conduttori di ritorno sono isolati e paralleli ai fili aerei, le due correnti sono uguali ed opposte e le loro azioni si elidono scambievolmente, a meno che non vi sieno dispersioni.

GLAZEBROOK R. T. *Nota sull' applicazione pratica della teoria della perturbazione magnetica prodotta dalle correnti terrestri* (pp. 432-442). — L'A. fa alcune applicazioni dei precedenti calcoli del Rucker.

BEATTIE J. C. *Dispersione dell' elettricità dai corpi carichi, a temperatura moderata* (pp. 442-454). — Mentre in una Memoria precedente (*N. Cim.* (4), 11, p. 379) l'A. aveva riferito sulle esperienze fatte per studiare la dispersione di corpi fortemente elettrizzati a temperature assai elevate, in questa egli espone le ricerche sopra cariche debolissime, a temperatura ordinaria. Egli ha trovato che secondo la natura dei metalli e lo stato della loro superficie, anche allorchè si è stabilito l'equilibrio, resta sempre una differenza di potenziale da 0,5 a 1 volta fra il metallo carico e quello che è in comunicazione col suolo e che gli è affacciato a piccola distanza.

In alcuni casi si presenta anche una specie di conduzione unipolare dell' aria.

A. STEFANINI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

SULLE SCARICHE OSCILLATORIE.

Ricerche di A. BATTELLI *e* L. MAGRI.

PARTE II.

RISULTATI SPERIMENTALI.

1. Disposizione e andamento generale delle esperienze.

31. — Prima di riferire i risultati delle esperienze accenniamo alla disposizione complessiva degli apparecchi, rappresentata nella Tav. IV.

In M è la macchina elettrica, che ha un elettrodo in comunicazione col suolo e l'altro elettrodo riunito ad una delle armature del condensatore, per mezzo di un'asta di legno.

W è l'elettrometro, R il calorimetro a spirale metallica, S il calorimetro a scintilla, G è il galvanometro balistico per la misura della carica residua, P il pendolo per stabilire al momento voluto la comunicazione fra il condensatore e questo galvanometro.

Allorchè non si eseguivano misure calorimetriche, il quadrato o il cerchio che costituivano il circuito metallico erano introdotti al posto dei calorimetri metallici, e la scintilla in S avveniva nell'aria. Quando invece si eseguivano anche coteste misure, si prendevano dapprima 3 o 4 fotografie di scariche, indi introdotto lo spinterometro a scintille entro il calorimetro, e fatte avvenire nuovamente le scariche, si procedeva alla lettura contemporanea del calorimetro a spirale metallica, del calorimetro a scintilla e dell'elettrometro.

Dopo ogni serie di queste letture si misurava la carica residua. Spesso terminate le letture anzidette, si ripetevano le fotografie della scintilla.

Riportiamo qui un esempio del modo col quale venivano fatte le letture.

ESPERIENZA N. 92.

Nel circuito è inserita la spirale N. 3 . ; $L_T = 17460$
Si adoperano due condensatori in cascata $C = 3568$
Valori dati dalla misura del periodo sulle lastre 111 a 116.

Prima delle letture ai calorimetri.	Dopo le letture ai calorimetri.
dalla lastra N. 111 . 0,00000169	dalla lastra N. 114 . 0,00000170
» » N. 112 . 0,00000169	» » N. 115 . 0,00000167
» » N. 113 . 0,00000170	» » N. 116 . 0,00000166

Media . 0,00000169.

LETTURE DEI CALORIMETRI. — *Distanza esplosiva mm. 5.*

Tempi	Numero delle scariche	Calorimetro a scintilla — Posizioni del menisco	Differenze	Deviazioni corrette	Calorimetro N. 3 — Posizioni del menisco	Differenze	Deviaz. corrette	Lettura all'elettrom.
0		78,3			91			
1		83,8	5,5		94	3		
2		89,1	5,3		96,9	2,9		
3		94,2	5,1		99,2	2,3		
4	18 scariche	113	18,8	16,7	110,8	11,6	9,45	250
5		119,5	6,5		112,8	2		
6		123,9	4,4		114,5	1,7		
7		127,5	3,6		115,9	1,4		
8		131,3	3,8		117,3	1,4		
9	" "	148	16,7	15	128,1	10,8	9,40	267
10		152,5	4,5		129,5	1,4		
11		155	2,5		130,8	1,3		
12		157	2		131,9	1,1		
13		159,4	2,4		133	1,1		
14	" "	174	14,6	16,1	143,7	10,7	9,50	275
15		178,1	4,1		145	1,3		
16		179,8	1,7		146,1	1,1		
17		180,3	0,5		147,2	1,1		
18		181,4	1,1		148,4	1,2		
19		182	0,6		149	0,6		
20	" "	196	14	15,4	159,1	10,1	9,45	264
21		197,8	1,8		159,8	0,7		
22		198	0,2		160	0,2		
23		197,8	— 0,2		160,4	0,4		
24		198	0,2		161,1	0,7		
25	" "	211,5	13,5	15,8	171,6	10,5	9,65	271
26		213	1,5		172,6	1		
27		212,9	— 0,1		173,4	0,8		
28		212,2	— 0,7		174,5	1,1		
29		211,7	— 0,5		175,4	0,9		
30	" "	224,2	12,5	15,3	186,1	10,7	9,40	267
31		225,8	1,6		187,8	1,7		
32		224,8	— 1		188,7	0,9		
33		223,8	— 1		189,1	0,4		
			Media	15,72		Media	9,49	266

Deviaz. media per ogni scarica 0,873 Deviaz. media per ogni scarica 0,527

$Q_1 = 0,0375$ $Q_2 = 0,0459$ Differenza di potenz. 44,17 U E (C. G. S.).

Oltre a questa sono state fatte altre due serie di letture che hanno dato i risultati seguenti:

$Q_1 = 0{,}0385$ $Q_2 = 0{,}0486$ Diff. di potenziale 45,44

$Q_1 = 0{,}0361$ $Q_2 = 0{,}0486$ Diff. di potenziale 45,40

Media finale

$Q_1 = 0{,}0372$ $Q_2 = 0{,}0477$ Diff. di potenziale 45

3. Risultati generali delle esperienze.

32. — Dai valori dei singoli elementi, determinati nel modo ora detto, abbiamo poi calcolati i resultati finali delle nostre esperienze, che sono compresi nelle tabelle I a XI.

Nelle prime sei tabelle sono riferiti i risultati di misure contemporanee del periodo d'oscillazione, della quantità di calore svolta nelle varie parti del circuito e del potenziale di scarica.

Nella VII tabella mancano i periodi di oscillazione. Le tabelle VIII a XI si riferiscono a misure fatte esclusivamente sul periodo di oscillazione.

TABELLA I.

Distanza esplosiva	Potenziale di scarica in U. E. [C. G. S]	$\frac{1}{2}CV^2$ in piccole calorie	Quantità di calore svolta per ogni scarica		$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	Resistenza della scintilla $r = R'_T \frac{Q_1}{Q_2}$ in Ohm	Periodo misurato T_s
			nella scintilla Q_1	nel circuito metallico Q_2				

Calorimetro N. 2 (condensatori in quantità).

$L_T = 74140$ $R'_T = 1,76$ Ohm $C = 14175$ cm. $T_c = 0,00000679$

Distanza esplosiva	Potenziale	$\frac{1}{2}CV^2$	Q_1	Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	r	T_s
1	—	—	0,0082	0,0367	0,045	0,223	0,311	0,00000661
1,5	—	—	0,0166	0,071	0,088	0,232	0,325	0,00000683
2	27,67	0,129	0,0242	0,101	0,125	0,239	0,323	0,00000677
							Media	0,00000673

TABELLA II.

Calorimetro N. 1 (condensatori in quantità).

$L_T = 29470$ $R'_T = 1,06$ Ohm $C = 14175$ cm. $T_c = 0,00000428$

Distanza esplosiva	Potenziale	$\frac{1}{2}CV^2$	Q_1	Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	r	T_s
1	—	—	0,0098	0,0362	0,0460	0,271	0,286	0,00000439
1,5	—	—	0,0203	0,0673	0,0876	0,302	0,319	0,00000428
2	26,95	0,123	0,0289	0,0896	0,1185	0,322	0,341	0,00000431
							Media	0,00000433

TABELLA III.

Calorimetro N. 1 (condensatore N. 1.

$L_T = 29470$ $R'_T = 1,38$ Ohm $C = 7178$ cm. $T_c = 0,00000304$

Distanza esplosiva	Potenziale	$\frac{1}{2}CV^2$	Q_1	Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	r	T_s
1	—	—	0,0060	0,0161	0,0221	0,3727	0,515	0,00000304
1,5	—	—	0,0123	0,0315	0,0438	0,3905	0,540	0,00000305
2	27,4	0,064	0,0179	0,0449	0,0628	0,3087	0,551	0,00000302
							Media	0,00000304

TABELLA IV.

Distanza esplosiva	Potenziale di scarica in U. E. [C. G. S.]	$\frac{1}{2} CV^2$ in piccole calorie	Quantità di calore svolto per ogni scarica		$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	Resistenza della scintilla $r = R'_T \frac{Q_1}{Q_2}$ in Ohm	Periodo misurato T_s
			nella scintilla Q_1	nel circuito metallico Q_2				
			Calorimetro N. 1 (condensatori in cascata).					
	$L_T = 29470$		$R'_T = 1,65$ Ohm		$C = 3568$ cm.		$T_c = 0,00000215$	
1	—	—	0,0034	0,0098	0,0132	0,3469	0,575	0,00000218
1,5	—	—	0,0063	0,0158	0,0221	0,3987	0,661	0,00000219
2	27,3	0,0317	0,0089	0,0209	0,0298	0,4257	0,723	0,00000217
3	34,8	0,0514	0,0166	0,0342	0,0508	0,4854	0,805	0,00000219
4	38,36	0,0625	0,0215	0,0417	0,0632	0,5156	0,855	0,00000215
5	44,7	0,0848	0,0302	0,0546	0,0848	0,5531	0,918	0,00000214
							Media	0,00000217

TABELLA V.

Distanza esplosiva	Potenziale di scarica in U. E. [C. G. S.]	$\frac{1}{2} CV^2$ in piccole calorie	nella scintilla Q_1	nel circuito metallico Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	Resistenza della scintilla in Ohm	Periodo misurato T_s
			Calorimetro N. 3 (condensatori in cascata).					
	$L_T = 17460$		$R'_T = 0,827$ Ohm		$C = 3568$ cm.		$T_c = 0,00000165$	
1	—	—	0,0044	0,0074	0,0118	0,595	0,492	0,00000168
1,5	—	—	0,0079	0,0124	0,0203	0,637	0,527	0,00000170
2	27,01	0,0308	0,0120	0,0176	0,0296	0,682	0,564	0,00000174
3	34	0,0502	0,0207	0,0289	0,0496	0,716	0,593	0,00000168
4	38,87	0,0642	0,0264	0,0349	0,0613	0,756	0,626	0,00000170
5	45	0,0860	0,0372	0,0477	0,0849	0,780	0,845	0,00000169
							Media	0,00000170

TABELLA VI.

Calorimetro N. 4 (condensatori in cascata).

$L_T = 3669$ $R'_T = 0,154$ Ohm $C = 3568$ cm. $T_c = 0,000000758$

Distanza esplosiva	Potenziale di scarica in U. E. [C. G. S.]	$\frac{1}{2} CV^2$ in piccole calorie	Quantità di calore svolto per ogni scarica: nella scintilla Q_1	Quantità di calore svolto per ogni scarica: nel circuito metallico Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	Resistenza della scintilla $r = R'_T \frac{Q_1}{Q_2}$ in Ohm	Periodo misurato T_s
1	—	—	0,0048	0,0041	0,0080	1,171	0,180	0,000000817
1,5	—	—	0,0118	0,0063	0,0181	1,873	0,289	0,000000824
2	25,45	0,0275	0,0166	0,0088	0,0254	1,886	0,290	0,000000824
3	33,04	0,0464	0,0296	0,0148	0,0444	2,000	0,308	0,000000812
4	37,63	0,0602	0,0394	0,0182	0,0576	2,165	0,333	0,000000821
5	44,00	0,0823	0,0518	0,0230	0,0757	2,167	0,334	0,000000828

Media 0,000000821

TABELLA VII.

Elettrodi di platino e iridio.

Distanza esplosiva	Potenziale di scarica in U. E. [C. G. S.]	$\frac{1}{2} CV^2$ in piccole calorie	Q_1	Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	r in Ohm	T_s
1	18,38	0,057	0,0159	0,0402	0,0561	0,396	0,327	
1,5	23,37	0,092	0,0280	0,0640	0,0919	0,437	0,361	
2	27,54	0,130	0,0339	0,0872	0,1211	0,389	0,322	

Elettrodi di cadmio.

Distanza esplosiva	Potenziale di scarica in U. E. [C. G. S.]	$\frac{1}{2} CV^2$ in piccole calorie	Q_1	Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	r in Ohm	T_s
1	17,30	0,052	0,0140	0,0365	0,0505	0,384	0,319	
1,5	23,54	0,094	0,0234	0,0640	0,0874	0,366	0,302	
2	27,93	0,128	0,0357	0,0897	0,1254	0,398	0,329	

Nelle tabelle da I a VII abbiamo riportato, oltre i valori della distanza esplosiva in millimetri, e quelli del potenziale di scarica, anche la quantità media di calore Q_1 svolta pure per ogni scarica nella scintilla, quella Q_2 svolta nel circuito metallico, e il rapporto $\frac{Q_1}{Q_2}$ che serve a dedurre la resistenza della scintilla dalla resistenza del circuito metallico. L'ultima colonna contiene il valore del periodo, dato dalle nostre misure.

In capo a ciascuna tabella sono indicati i valori L_T dell'autoinduzione del circuito — compresi i reofori che servivano per le comunicazioni — misurati col metodo di Nernst delle correnti ad alta frequenza; il valore R'_T della resistenza del calorimetro metallico calcolato con la formula di Rayleigh e moltiplicato pel valore del rapporto $\frac{\rho}{\rho'}$ della resistenza dell'unità di lunghezza del filo della spirale a quello di un'ugual lunghezza di filo disteso in linea retta (v. § 25 parte I). Vi è pure indicato il valore della capacità C del condensatore e il valore teorico T_c del periodo, calcolato con la formula $T_c = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC}$.

In queste medesime tabelle abbiamo posto anche i valori dell'energia disponibile in ogni scarica, e la somma $Q_1 + Q_2$ del calore svolto nell'intero circuito; quantità che ci serviranno per lo studio sulla distribuzione dell'energia, che faremo al Cap. V.

Questi valori teorici del periodo non sono peraltro molto sicuri, a motivo dell'incertezza che si ha sul valore di L per le spirali, e non possiamo quindi attribuire loro che una importanza relativa, tanto più che sono stati quasi tutti ottenuti con elettrodi di platino-iridio, coi quali la scintilla è, come vedremo in seguito, molto meno regolare di quella che si ha con elettrodi di cadmio.

33. — Sono invece di ben altra importanza i resultati contenuti nelle tabelle VIII a XI. Esse si riferiscono alle esperienze fatte con circuiti, dei quali l'autoinduzione per ciascuno dei periodi, che si ricavava dalle misure eseguite sulle foto-

grafie delle scintille, si poteva calcolare esattamente; ed è su queste che richiamiamo maggiormente l'attenzione.

Nelle esperienze riportate nella tabella VIII, colonna α, il circuito era formato da un quadrato di filo di rame di 0,08 cm. di diametro. Il lato di questo quadrato era di cm. 398,6.

L'autoinduzione di siffatto circuito per T = 0,00000423 era cm. 27390. A questa doveva aggiungersi l'autoinduzione di due tubi di ottone del diametro esterno di cm. 2, l'uno lungo 90, l'altro 80 cm., più l'autoinduzione di un nastro di rame lungo 20 cm., largo 5 cm., spesso 0,02 cm. L'autoinduzione di queste aggiunte era (v. § 29 parte I) rispettivamente cm. 762, 658 e 103, talchè l'autoinduzione totale di tutto il circuito era di cm. 28913. La capacità dei due condensatori in superficie ammontava a cm. 14175; ma a questa doveva aggiungersi quella del circuito, di cm. 97; talchè la capacità totale risultava di cm. 14272.

Per ciò che riguarda i dati relativi alla colonna β, è da osservare che il circuito di scarica era quello stesso precedente, soltanto era variato il valore della capacità, che in questo caso ammontava a cm. 7178 + 97 = cm. 7275. Poichè il periodo di oscillazione aveva un valore più piccolo, L_T era divenuto di cm. 28852.

Nella tabella IX il circuito di scarica era formato da un cerchio di filo di rame del diametro di cm. 201. Il diametro del filo costituente questo cerchio era di cm. 0,452. L'autoinduzione, per T = 0,00000240 era 7829, per T = 0,00000167 era 7824 e per T = 0,00000120 era 7810. A questi valori doveva aggiungersi l'autoinduzione del nastro di rame sopradetto e quella di due tubi del diametro di cm. 2 e lunghi rispettivamente cm. 90 e 71. Il valore dell'autoinduzione di questi tubi era di cm. 762 e 567. Cosicchè il valore totale dell'autoinduzione dei circuiti cui si riferiscono le colonne α ed ε ammontava a cm. 9261; per quelli delle colonne β, γ e δ era rispettivamente di cm. 9256 e 9242.

I valori della capacità in queste tabelle sono semplicemente quelli dovuti alla capacità del condensatore.

Nelle esperienze della tabella X il circuito era formato da un piccolo cerchio di filo di rame (diametro del cerchio cm.

57,2, diametro del filo cm. 0,452). L'autoinduzione di questo cerchio per T = 0,0000007 era di 1768 cm., a cui aggiungendo l'autoinduzione dei due tubi lunghi 71 e 88 cm., si aveva per l'autoinduzione totale di tutto il circuito il valore di cm. 2993.

Il circuito di scarica, considerato nella colonna α della tabella XI, era costituito da una grande spirale di 283 spire avvolta su di un cilindro di marmo. La spirale era lunga 85 cm. ed aveva un raggio medio di cm. 11,982 con l'autoinduzione di cm. 4,546,000. Nella colonna β e γ abbiamo messo, per l'autoinduzione di una piccola spirale avvolta sull'ebanite, il valore ottenuto dal confronto con un quadrato mediante il metodo di Nernst.

TABELLA VIII.

α Autoinduzione complessiva del circuito per $T_1 = 0,0000425$ cm. 28913. Capacità del condensatore cm. 14175. Capacità del circuito cm. 97. Valore di $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0,000004254$ Valore sperimentale di T.	β Autoinduzione complessiva del circuito per $T = 0,00000301$ cm. 28852. Capacità del condensatore cm. 7178 Capacità del circuito cm. 97. Valore di $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0,000003034.$ Valore sperimentale di T.
0,000004214	0,000002994
4304	3016
4244	2979
4226	3006
4202	3019
4202	2980
4266	3036
4277	3020
4185	Valore medio T = 0,000003006
4210	
4196	
4204	
4302	
4177	
4262	
4279	
4291	
4240	
4226	
4209	
4213	
4252	
Valore medio T = 0,000004235	

TABELLA IX.

α Autoinduzione complessiva del circuito per T = 0,00000237 cm. 9261. Capacità del condensatore C=cm. 14175. $T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0,00000240.$ Distanza esplosiva mm. 2,5. Valore sperimentale di T.	β Autoinduzione complessiva del circuito per T = 0,00000167 cm. 9256. Capacità del condensatore C = cm. 7178. $T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0,000001707.$ Distanza esplosiva mm. 2,5. Valore sperimentale di T.
0,000002334	0,000001655
2348	1693
2389	1660
2358	1648
2370	1685
2371	1692
2378	1679
2408	1677
2405	1665
Valore medio T = 0,000002378	1658
	1654
	1698
	1689
	1668
	1671
	Valore medio T = 0,000001672

Segue TABELLA IX.

γ Autoinduzione complessiva del circuito per T = 0,00000120 cm. 9242. Capacità del condensatore C = cm. 3568. $T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0,000001201.$ Distanza esplosiva mm. 2,5. Valore sperimentale di T.	δ Autoinduzione complessiva del circuito per T = 0,00000120 cm. 9242. Capacità del condensatore C = cm. 3568 $T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0,000001201.$ Distanza esplosiva m. 5. Valore sperimentale di T.
0,000001162	0,000001213
1160	1205
1196	1209
1193	1220
1173	1232
1166	1205
1209	1194
1199	1190
1230	1197
1224	1202
1222	1221
1222	1182
1198	1210
1175	1224
Valore medio T = 0,000001195	Valore medio T = 0,000001207

Segue TABELLA IX.

ε *Elettrodi di platino iridio.* Autoinduzione complessiva del circuito per T = 0,00000237 cm. 9261. Capacità del condensatore C = cm. 14175. $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0{,}00000240.$ Distanza esplosiva mm. 2,5. Valore sperimentale di T.
0,000002395
2412
2369
2497
2454
2338
2282
2[illegible]70
2480
2489
2426
2476
2386
2186
Valore medio T = 0,00000239

TABELLA X.

Circuito formato da un piccolo cerchio di filo di rame. Autoinduzione complessiva del circuito per T = 0,00000074 cm. 2993. Capacità del condensatore cm. 3568. $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0{,}000000684.$ Distanza esplosiva mm. 2. Valore sperimentale di T.
0,0000007431
7263
7411
7565
7567
7560
7422
7103
7625
7493
7442
7414
Valore medio T = 0,000000744

TABELLA XI.

α Autoinduzione della grande spirale cm. 4546000. Capacità del condensatore C = cm. 14175. $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0{,}00005317$ Distanza esplosiva mm. 2. Valore sperimentale di T.	β Autoinduzione della piccola spirale e delle comunicazioni cm. 57797. Capacità del condensatore C = cm. 14175. $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0{,}000005995.$ Distanza esplosiva mm. 2. Valore sperimentale di T.	γ Autoinduzione della piccola spirale e delle comunicazioni cm. 57797. Capacità del condensatore C = cm. 3568. $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0{,}000003008.$ Distanza esplosiva mm. 2. Valore sperimentale di T.
0,00005404	0,000006201	0,000002986
5374	5993	3037
5339	6067	3011
5363	5923	3173 (?)
5417	6034	3032
5434	6093	3053
5444	5995	3011
5386	5970	3022
5403	Valore medio T = 0,000006034	3034
5303		2981
5347		2904
5296		3039
Valore medio T = 0,00005376		3036
		3001
		3042
		3021
		Valore medio T = 0,000003024

***

Nella Tav. V sono riprodotte alcune delle fotografie che hanno servito alla determinazione di T. Non è stato possibile rendere nè la nettezza, nè tutti i particolari esistenti nelle negative sulle quali furono eseguite le misure. Queste riproduzioni tuttavia servono al lettore per avere un'idea dell'aspetto che le scariche presentano nei vari casi da noi studiati.

Le fig. 1 a 6 della prima colonna della Tav. V contengono la riproduzione delle fotografie, da cui sono ricavati i risultati che si trovano nella tabella V. Esse sono state ottenute con elettrodi di *cadmio*. Pure con elettrodi di cadmio sono state ottenute le figg. 7 a 16. Le figg. 17 e 18 furono fatte invece con elettrodi di platino-iridio, e sono state qui riportate per dare un'idea dell'aspetto che presenta la scarica con elettrodi siffatti: i risultati relativi sono contenuti nella tabella IX, colonna ϵ.

La fotografia 9 si riferisce ai periodi più lunghi che noi abbiamo misurato (tabella X, colonna α), i numeri 14 e 13 ai più brevi (tabelle VI e X). La 9 e la 16 sono state fatte tutte e due ponendo in circuito la spirale A (§ 28, parte I), ma variando la capacità del condensatore (tabella XI, colonne β e γ). La 7 si riferisce a una distanza esplosiva di mm. 5 (tabella IX, colonna δ). Le fotografie 8, 10 e 11 appartengono rispettivamente alle tabelle IX, colonna α, II e VIII, colonna α.

4. Discussione dei risultati.

34. — Per giudicare l'importanza che si deve attribuire all'accordo notevole che si riscontra fra i due valori (osservato e calcolato) del periodo T, è necessario render conto della precisione che noi abbiamo raggiunto nella determinazione dei vari elementi che a tale misura si riferiscono.

a) *Misura sperimentale del periodo.*

È utile che qui esaminiamo brevemente ciò che risulta dall'osservazione del grande numero di fotografie da noi ottenute.

Anzitutto è bene osservare che la sezione della scintilla è assai grande quando si scarica una quantità considerevole di elettricità, come nei casi riportati nelle tabelle I, II, VIII α, IX α, IX ε, X α e X β.

In secondo luogo va notato che le successive scintille componenti una scarica, non scoccano sempre fra i vertici delle calotte sferiche che costituiscono gli elettrodi dello spinterometro, ma in generale prendono sugli elettrodi posizioni diverse, e ciò dà luogo ad un allungamento della distanza esplosiva. Questo fatto si vede chiaramente in molte delle nostre fotografie, nelle quali l'aspetto della scarica è quello di un nastro la cui larghezza, in generale, va aumentando col tempo (fgg. 5, 6 e 15 della Tav. V) [1]).

Andamento più regolare, per questo riguardo, si ha quando le scintille sono più lunghe, e quando si scarica una minor quantità di elettricità. Allora la sezione della scintilla è assai piccola, ed è meno grande la variazione di lunghezza delle immagini fotografiche delle diverse scintilline elementari.

Se poi la scintilla avviene fra elettrodi facilmente volatilizzabili — quali ad es. gli elettrodi di cadmio, — il suo andamento è molto regolare, come si può vedere dalle fotografie che abbiamo riportato nella Tav. V. Se gli elettrodi sono di platino o di platino-iridio, la scintilla presenta di solito un aspetto molto irregolare, qual'è quello delle fotografie 17 e 18 della tavola suddetta, in cui si osservano notevoli spostamenti fra le singole scintilline, ciascuna delle quali, per così dire, deve aprirsi da sè la via della scarica.

Da tale spostamento delle scintille elementari può dipendere la variazione osservata da Trowbridge e Sabine nel valore del periodo di oscillazione da una scarica elementare all'altra, e che essi attribuirebbero invece ad un'isteresi dielettrica che presenterebbe anche l'aria formante il coibente del condensatore. Lodge e Glazebrook notarono a loro volta che l'ultimo periodo della scintilla è più lungo degli altri: ma attribuirono questa variazione alla grande resistenza che pre-

1) Questo si vede male nelle riproduzioni fatte nella Tav. V, perchè in esse l'ultima parte della scintilla è quasi completamente scomparsa.

Il valore indicato per il periodo sperimentale era poi la media di quelli che per ciascun caso e per ciascuna distanza esplosiva si deduceva dalla media di molte fotografie.

La concordanza di questi valori era notevole. Per poterlo giudicare abbiamo riportato nelle tabelle VIII a XI tutti i valori che hanno servito alla determinazione sperimentale del valore di T, per circuiti di autoinduzione ben nota.

Misure fatte in giorni diversi nelle stesse condizioni sperimentali hanno sempre dato numeri perfettamente concordanti.

È da concludere perciò che nei valori del periodo misurato da noi, riportati nelle precedenti tabelle, siasi raggiunta una notevole esattezza.

Le sole fotografie del Miesler son quelle che più si avvicinano alle nostre per brevità del periodo. Ma, pure astraendo da quanto abbiamo detto a suo luogo (§ 7, parte I) circa la difficoltà di misurare la velocità vera di rotazione dello specchio col movimento di orologeria che egli usò, l'esame delle fotografie riportate nelle tavole del Miesler fa supporre che altre cause d'incertezza si siano presentate nelle di lui misure.

Ed invero, sia per la sfumatura delle immagini, sia per il loro piccolo numero e per la troppo piccola distanza che le separa, sia per la disposizione ottica usata per fotografarle, si rende molto difficile un'esatta misura dell'intervallo di tempo che decorre dall'una all'altra scintillina; onde è probabile che le determinazioni fatte su tali fotografie possano dare dei numeri o più grandi o più piccoli di quelli indicati. Il notevole accordo fra i valori teorici e quelli sperimentali riportati dal Miesler potrebbe quindi essere più apparente che reale.

Sono invece di grande precisione le misure fatte da Lodge e Glazebrook sulle belle fotografie da essi ottenute; ma la difficoltà che presentavasi per averle ben nette era per quei due fisici molto minore di quella che si presentava a noi, perchè il periodo di oscillazione da essi studiato era enormemente più lungo di quelli a cui noi siamo giunti.

b) *Valore adottato per la capacità del condensatore.*

35. — Le grandi cure da noi usate nella misura assoluta della capacità del condensatore, e la concordanza del valore così ottenuto con quello risultante dal confronto col campione favoritoci dal Prof. Ròiti, ci autorizza a ritenere che il valore da noi adottato sia meritevole di ogni fiducia.

Si potrebbe per altro sospettare che per grandi differenze di potenziale fra le armature, quali son quelle cui corrispondono le distanze esplosive di qualche millimetro da noi usate, la carica si espanda sugli orli di vetro che non sono coperti dalla stagnola, più assai di quello che avviene per cariche debolissime come quelle da noi adoperate nel campionamento suddetto, e che quindi la capacità vera sia maggiore di quella indicata. Se ciò accadesse realmente, non ci era possibile verificare; ma è certo che se per alti potenziali vi è maggior diffusione della carica sul vetro, ciò non può aumentare che insensibilmente la capacità efficace del condensatore, perchè nell'atto in cui scatta la scintilla nello spinterometro, l'elettricità che si porta sul vetro non si scarica al modo stesso di quella acquistata dalle armature metalliche.

Potrebbe inoltre obiettarsi che la capacità per cariche rapidamente oscillanti differisse, anche per i condensatori ad aria, da quella che dànno le misure eseguite con cariche lente — obiezione che fu infatti sollevata a proposito delle esperienze di Hertz.

Ma si dimostra [1]) che la capacità per scariche oscillatorie è data, per un condensatore circolare di raggio R', da

$$C = \frac{R'}{4d'}\left\{1-\left(\frac{2\pi R'}{\lambda}\right)^2\frac{1}{2^3}+\ldots\right\} \text{ [2])} \quad (d' = \text{distanza delle armature})$$

1) Cfr. Drude, Physik des Aethers, p. 459.

2) Questa formula si ricava da quelle esposte nel Drude ricordando che, essendo e la carica totale del condensatore, si ha $C = \frac{e}{V_1 - V_2}$ ed osservando che, potendosi il campo ritenere uniforme nella parte centrale del condensatore circolare, si ha

$$V_1 - V_2 = Z\,d' = \frac{4\pi^2}{\lambda} f(t),$$

mentre la carica e è data da

$$e = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} f(t)\left\{\frac{R'^2}{2^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2\frac{R'^4}{2^3} + \ldots\right\}.$$

dalla quale resulta che se il rapporto fra la superficie S di una delle armature e il quadrato della lunghezza d'onda λ delle oscillazioni è trascurabile di fronte ad $\frac{1}{\pi}$, il valore della capacità per vibrazioni rapide è quello stesso che si ha per le cariche lente. Nel nostro caso la superficie S di un armatura, riunendo i condensatori in quantità, come risulta dalle dimensioni indicate al § 13, parte I, è di

$$\text{cm.}^2\ 63 \times 28 \times 34 \times 2 = 119952,$$

e la lunghezza d'onda, per i periodi misurati di 7×10^{-6} e $0,8 \times 10^{-6}$ sec., varia fra $\lambda = 3 \times 10^{10} \times 5 \times 10^{-5}$ e $3 \times 10^{10} \times 0,8 \times 10^{-6}$ cm.; perciò il rapporto suddetto ha valori compresi fra

$$\frac{\pi \times 119952}{(3 \times 10^{10} \times 5 \times 10^{-5})^2} \quad \text{e} \quad \frac{\pi \times 119952}{3 \times 10^{10} \times 0,8 \times 10^{-6})^2}$$

cioè fra 0,000000017 e 0,00065.

Non vi è quindi da apportare, per questo motivo, alcuna correzione al valore sopra indicato per la capacità da noi adoperata.

Del resto, siccome la resistenza totale del circuito compresa la scintilla, come vedremo in seguito, è trascurabile di fronte a $\frac{1}{LC}$ — e quindi la formula ridotta del Thomson si può ritenere applicabile —, dall'accordo grandissimo che anche in questo caso si ha fra il periodo calcolato e quello osservato si può arguire, che il valore adoperato per la capacità del nostro condensatore ed ottenuto dalle misure eseguite con cariche lente e con bassi potenziali, vale effettivamente anche per le scariche oscillatorie e per i potenziali usati nelle nostre esperienze. Si può inoltre ritenere questa concordanza come prova che l'isteresi dielettrica dell'aria è realmente trascurabile per i periodi delle scariche da noi fotografate.

c) *Valore della resistenza e dell'autoinduzione.*

36. — I metodi calorimetrici da noi usati sono, a parer nostro, i più sicuri per stabilire un confronto tra le resistenze

che due circuiti diversi presentano alle scariche oscillatorie. Perciò noi, avendo calcolata con la formula di Lord Rayleigh la resistenza di alcuni conduttori rettilinei coi quali abbiamo confrontate le resistenze delle nostre spirali (parte I, § 24, e seg.), possiamo dire di essere riusciti a trovare in misura assoluta queste resistenze medesime con l'approssimazione della quale sono suscettibili queste misure calorimetriche.

Si potrebbe obbiettarci che, a rigore, la formula di Lord Rayleigh non è applicabile se non per correnti perfettamente armoniche. Ora Barton [1]), recentemente, seguendo come Lord Rayleigh un calcolo che Maxwell riporta nel suo trattato, ha trovato l'espressione della resistenza e dell'autoinduzione di un circuito per correnti armoniche *smorzate*, quali sono quelle che si ottengono nella scarica di un condensatore. Nella teoria di Barton lo smorzamento delle correnti viene misurato da un certo numero k che, stando alle notazioni da noi adottate, ha per espressione

$$k = \frac{R}{2L} \frac{T}{2\pi},$$

e che quindi nel nostro caso riesce senza dubbio sempre inferiore a 0,02. Ora, indicando con R'' e R' i valori delle resistenze di uno stesso circuito calcotate rispettivamente con le formule di Barton e di Rayleigh, il loro rapporto è dato da

$$\frac{R''}{R'} = 1 + \frac{k}{2} + \frac{7}{8} k^2 + \ldots..$$

Si vede che da questa relazione, ponendo $k = 0,02$, che i due valori R'' ed R' non potevano differire nelle nostre esperienze che dell'uno per cento circa, quantità che può senz'altro trascurarsi perchè inferiore all'approssimazione media con la quale venivano fatte le misure calorimetriche.

Del resto esperienze dirette del Cardani [2]) fatte con scariche di condensatori dimostrano sperimentalmente che, entro i limiti degli errori di tali misure, si può ritenere che la resi-

1) Phil. Mag., (5), 47, p. 488, 1899.
2) N. Cim., (4), 7, p. 229, 1898.

senza di un filo rettilineo per tali scariche abbia in realtà il valore che le assegna la formula di Lord Rayleigh.

37. — Quanto all'autoinduzione osserveremo che diversi sperimentatori hanno misurato il coefficiente di uno stesso rocchetto con le correnti continue e con quelle alternanti ed hanno trovato valori poco diversi da un caso all'altro; ma le alternazioni usate erano sempre di poche centinaia al secondo.

Dell'influenza che viene esercitata dal modo di valutare l'autoinduzione del circuito, si occupò specialmente il Tallqvist (l. c.), confrontando i valori sperimentali del periodo di oscillazione con quelli dedotti dalla formula del Thomson. In seguito a tal confronto egli ritiene che i valori reali di L sieno, per le scariche oscillatorie, alquanto minori di quelli che si ottengono sperimentalmente tanto col metodo delle correnti continue quanto con quello del telefono con le correnti alternate. In generale però, il valore di L adottato per le spirali nelle ricerche fin qui eseguite sulle scariche oscillanti è stato sempre quello o calcolato con le formule che valgono per le correnti continue, o trovato sperimentalmente con tali correnti.

Invece le nostre autoinduzioni o sono state direttamente calcolate con le debite correzioni relative alla frequenza delle scariche, o sono state determinate sperimentalmente con correnti di alta frequenza per confronto con le autoinduzioni già calcolate.

Qui bisognerebbe osservare che a rigore, anzichè la formola di Lord Rayleigh, per le ragioni che esponemmo nel paragrafo precedente, bisognerebbe applicare quella di Barton. Però pei valori dello smorzamento che convengono alle nostre esperienze, la differenza tra il valore dato da Rayleigh e quello dato da Barton è addirittura insignificante.

Quanto al caso di circuiti di forma qualunque, ci potrebbe essere esservato che lo Stefan [1]) indicò la variazione che il coefficiente di autoinduzione subisce per la disuguale distribuzione della corrente nella sezione di un filo.

1) Wien. Ber., 95 II *a*, p. 917, 1887.

Ma il procedimento di Stefan non può veramente estendersi al caso di spirali di piccolo raggio perchè richiede che sia trascurabile lo spessore del filo di fronte al raggio di curvatura del circuito; e richiede inoltre che la corrente sia distribuita simmetricamente attorno all'asse del filo — ciò che non si ha evidentemente nelle ordinarie spirali, a motivo della dissimmetria nella distribuzione delle correnti: dissimmetria dovuta all'azione di una spira sull'altra. Quest'azione perturbatrice tende a localizzare le correnti su alcune porzioni soltanto della superficie del conduttore; e che ciò accada realmente lo mostra il fatto, da noi constatato sperimentalmente della maggior resistenza che per correnti alternanti è opposta da un filo piegato a forma di spirale in confronto di quella che per le stesse correnti avrebbe se fosse disteso in linea retta. In mancanza di formule teoriche che ci dessero l'autoinduzione effettiva di una spirale per correnti di alta frequenza, non ci restava che ricorrere alla via sperimentale e questa ci ha condotto a soddisfacenti risultati.

d) *Resistenza della scintilla.*

38. — Le nostre esperienze ci davano anche il modo di determinare la resistenza della scintilla, che costituisce attualmente uno dei principali problemi inerenti la scarica elettrica. Essa è stata bensì oggetto di alcune determinazioni, ma non si può dire che sia conosciuta con sicurezza, e specialmente non si conosce in qual modo essa dipenda dalla frequenza delle oscillazioni.

Biernacki [1]) studiò la resistenza della scintilla di un oscillatore, confrontandola con quella di un elettrolito, interposto fra le sferette di un risuonatore identico all'oscillatore stesso. Quando queste due resistenze erano uguali cessavano le oscillazioni nel risuonatore. Egli trovò, per distanze esplosive comprese tra cm. 0,01 e 1, valori compresi tra 300 e 1509.

Invero non sappiamo in quali unità siano espressi questi numeri, che riportiamo dal sunto pubblicato sul *Journal de*

1) Journ. de Phis., (3), 4, p. 474, 1895.

Physique, non avendo noi trovato la memoria originale del Biernacki: ma non ci pare possano essere in unità elettromagnetiche. Trovò inoltre che il valore della resistenza della scintilla decresce col diminuire della distanza esplosiva, sino ad un minimo al di là del quale ritorna a crescere; e che tale valore R deve potersi esprimere con una formula del tipo

$$R = A\,l + \frac{B}{l^n}$$

ove l è la lunghezza della scintilla, A, B, n, sono costanti positive.

Questo studio si riferisce però solamente a scintille di oscillatori Hertziani, cioè a scariche oscillatorie di grande frequenza e nelle quali entrano in gioco piccole quantità di elettricità.

Il Kaufmann [1]) d' altra parte misurò la quantità di calore svolta nella scintilla dalla scarica di una batteria di bottiglie di Leyda, misurando l' aumento di volume della massa d' aria racchiusa nel pallone in cui faceva avvenire le scintille stesse. Egli trovò che questa quantità di calore è legata alla resistenza W della rimanente parte del circuito dalla formula

$$q = A + \frac{B}{W}$$

A e B essendo costanti. La resistenza della scintilla non potrebbe quindi paragonarsi ad una resistenza metallica.

Di più egli trova che il calore svolto nella scintilla cresce con la differenza di potenziale più rapidamente dell' energia totale della scarica, cioè egli trova press' a poco $\frac{q}{V^3}$ =cost invece di $\frac{q}{V^2}$ = cost. Quest' ultimo risultato non è conforme a quelli che danno le nostre esperienze.

Di più egli trova che la quantità di calore svolta nella scintilla è maggiore (circa il doppio) tra due elettrodi di zinco di quello che sia tra due elettrodi di ottone. Noi, per elettrodi

1) Wied. Ann., 60, p. 653, 1897.

di cadmio e di platino-iridio, abbiamo avuto all' incirca gli stessi valori di Q_1 (vedi Tabella VII).

Misure più recenti e più accurate sono quelle del Cardani [1]), il quale per altro determinava la resistenza *apparente* della scintilla, deducendola dal calore svolto in meno nella parte metallica del circuito. Secondo le sue esperienze — come aveva trovato per altra via anche l' Orgler [2]) — la resistenza R della scintilla dovrebbe essere espressa, in funzione della sua lunghezza l, dalla relazione

$$R = A\,l + B$$

dove A e B sono costanti. Ma dalle esperienze del Cardani non si può dedurre come la resistenza vari col periodo d'oscillazione. Si vede pertanto che le esperienze fin qui eseguite, come sopra dicemmo, non risolvono del tutto il problema. Ma d' altra parte si può ritenere che, per tener conto della presenza della scintilla, bisognerebbe scrivere l' equazione pel movimento dell' elettricità sotto la forma:

$$a) \qquad \frac{Q}{C}\frac{dQ}{dt}dt + R\left(\frac{dQ}{dt}\right)^2 dt + L\frac{dQ}{dt}\frac{d^2Q}{dt^2}dt + w dt = 0\,,$$

che differisce da quella che vale per la scarica in un circuito completamente metallico a motivo del termine $w\,d\,t$, il quale rappresenta il lavoro eseguito per provocare la scintilla. Se w si potesse ritenere costante, l' azione della scintilla sarebbe completamente uguale a quella di una resistenza, e si dovrebbe comprendere w nel coefficiente di $\left(\frac{dQ}{dt}\right)^2 dt$. In tal caso la soluzione della $a)$ differirebbe da quella dell' equazione di Thomson solamente per il valore diverso di R, che rappresenterebbe allora la resistenza complessiva del circuito metallico e della scintilla. Ma i processi che si compiono nella scintilla sono molto complessi, e non se ne conosce con precisione la natura. Già fu osservato da Paalzow [3]) che il calore svolto nella scintilla presentava un massimo al crescere della resistenza

1) N. Cim., (4), 11, p. 113, 1900.
2) Drude 's Ann., 1, p. 159, 1900.
3) Pogg. Ann., 127, p. 126, 1886.

rimanente del circuito, mentre la carica residua cresceva continuamente. Ciò farebbe ritenere che il calore svolto nella scintilla fosse proporzionale soltanto alla durata della scarica; ma questa ipotesi è contraddetta dal fatto che la lunghezza vera della scintilla varia durante la scarica per effetto della scarica stessa.

Si potrebbe ritenere con Heydweiller [1]) che la variazione di resistenza della scintilla fosse rapida sul principio della scarica e poi proseguisse lentamente, in modo che per grandi resistenze del circuito dopo un tempo relativamente breve si stabilisse un regime costante. Ma se ciò fosse, la w sarebbe tal funzione di t e di R che la a) non sarebbe integrabile; onde tale ipotesi non può essere sottoposta a prove sperimentali.

Non restava quindi che sottoporre a nuove misure la resistenza che la scintilla offre in condizioni diverse; ciò che noi facemmo coi nostri apparecchi la cui disposizione permetteva di misurare il lavoro totale speso nella scintilla, e di confrontarlo con quello che contemporaneamente si spendeva nella parte metallica, la cui resistenza R'_T, per le oscillazioni della frequenza volta a volta misurata, si calcolava nel modo indicato al § 27 della parte I. Nelle tabelle sopra riportate, la colonna 8ª, che contiene i valori di $R'_T \frac{Q_1}{Q_2}$, dove Q_1 è il calore svolto nella scintilla e Q_2 quello svolto nella spirale metallica, serve a darci l' indicazione della resistenza media r della scintilla. Quantunque tali valori di R sieno forse un poco più piccoli del vero, a motivo della dispersione di calore che può avvenire lungo le aste metalliche dello spinterometro, pure le nostre esperienze ci permettono di concludere che la resistenza della scintilla è stata il più delle volte minore di quella della parte metallica, e senza dubbio sempre inferiore a 1 ohm. Le misure da noi eseguite, salvo la riserva sopra accennata, assegnerebbero per la resistenza media delle scintille da 1 a 5 mm. valori compresi tra 0,18 e 0,92 ohm.

Altro fatto importante che può dedursi dalle nostre esperienze è che, rimanendo le stesse la capacità e la resistenza

1) Wied. Ann., 43, p. 310, 1891.

delle parti metalliche del circuito, per ogni valore del periodo, la resistenza dedotta dal rapporto $\frac{Q_1}{Q_2}$ cresce assai lentamente al crescere della lunghezza della scintilla (vedi tabelle I e VII). Ciò può spiegarsi, o ammettendo che la massima parte di questa resistenza si abbia al passaggio dall' elettrodo all' aria, o che, aumentando la lunghezza, aumenti anche la sezione della scintilla.

Con la disposizione da noi adoperata, si può inoltre riconoscere come dipenda la resistenza della scintilla dal periodo di oscillazione; e l' esame delle tabelle sopra riportate mostra che detta resistenza — a parità di distanza esplosiva e di capacità del condensatore — tende ad aumentare al crescere del periodo.

Il notevole accordo fra il valore calcolato del periodo di oscillazione e quello dato dalle nostre esperienze, è una prova dell' esiguità del valore della resistenza effettiva della scintilla; ed un' altra prova dell' esattezza delle misure da noi eseguite è l' accordo sufficientemente buono tra l' energia disponibile del condensatore e la somma delle energie termiche svolte nel circuito metallico e nella scintilla.

È poi superfluo di osservare che tutto quanto abbiamo detto riguardo alla resistenza della scintilla si riferisce al valor medio che essa presenta in tutta la sua durata.

5. Misura dell' energia spesa nelle varie parti del circuito.

39. — L' espressione

$$W = \frac{1}{2} C V^2$$

dove C è la capacità del condensatore, e V il potenziale a cui è stato caricato, dà il limite massimo dell' energia che può fornire il condensatore scaricandosi attraverso un circuito qualunque.

Ora quando avviene la scarica, una parte dell' energia posseduta dal condensatore si dissipa nel dielettrico, un' altra

parte si impiega a vincere la resistenza del circuito e della scintilla, una terza parte viene spesa nel distaccare particelle metalliche dagli elettrodi e nell'arroventarle e un'ultima parte infine ne verrà irraggiata, cioè verrà spesa nella produzione del campo elettrostatico ed elettromagnetico. È evidente che queste varie porzioni non si ritroveranno tutte sotto forma di energia termica nel circuito di scarica — la scintilla compresa —; e che occorrerà tener conto del modo col quale si possono misurare le diverse porzioni stesse.

Determinazioni dirette dell'energia che si dissipa al di fuori del circuito metallico e della scintilla sono state fatte solamente per la porzione che viene assorbita dal dielettrico del condensatore; e parecchie si riferiscono al caso di correnti alternate fornite dalle ordinarie macchine industriali, come quelle di Rosa e Smith [1]), di Lombardi [2]), di Arnò [3]), di Schaufelberger [4]) ecc. Ma nel caso nostro si può trascurare la perdita di energia nel dielettrico del condensatore, perchè ci siamo serviti di un condensatore ad aria.

Fra le ricerche eseguite per misurare il calore svolto nella scintilla e nella parte metallica di un circuito di scarica, vanno noverate le più recenti di Heydweiller e di Cardani, perchè essi ebbero per iscopo più specialmente la determinazione quantitativa del fenomeno.

Le misure di Heydweiller [5]), si riferiscono soltanto a scariche continue, perchè egli includeva nel circuito delle resistenze di qualche megaohm, formate da soluzioni di ioduro di cadmio nell'alcool amilico.

Egli determinò, con una specie di termoreostato a liquido, il calore svolto nel circuito, ed avendo misurato con la quantità $\frac{q_0^2 - q_1^2}{2C}$ (dove q_0 è la quantità di elettricità iniziale, q_1 quella residua e C la capacità del condensatore) anche il la-

1) Phil. Mag., (5), 47, p. 19, 1899.

2) Lombardi. Estratto dall'Elettricista, Anno 5, N. 10. Memorie della R. Accad. delle Scienze di Torino. Serie 2., tomi 44 e 45.

3) Arnò. Rendiconti dell'Accademia dei Lincei, 1892, 1893, 1894.

4) Schaufelberger. Inaugural Dissertation (Facoltà di Zurico), 1898.

5) Wied. Ann., 43, p. 310, 1891.

Elettrometro.

40. — Per ottenere il valore del potenziale a cui la scarica cominciava, abbiamo fatto uso di un elettrometro idiostatico Righi [1], che si presta molto bene per la misura esatta di alti potenziali. Però all' ago di questo elettrometro (tagliato da una sottile lastra di alluminio) abbiamo aggiunto un leggero smorzatore elettromagnetico, costituito da un telaietto di lastra di rame, mobile in un campo magnetico, di forma del tutto simile a quella del galvanometro Despretz-D'Arsonval.

L' ago e lo smorzatore erano leggerissimi, ed il loro movimento era quasi perfettamente aperiodico, in modo che ci permetteva di seguire rapide variazioni di potenziale.

Inutile avvertire che sono state prese le necessarie precauzioni per la protezione dello smorzatore e dello specchietto, dalle azioni elettrostatiche.

Modo per ottenere la costanza del potenziale.

41. — Gli elettrodi da noi adoperati per la scarica, dopo vari tentativi, ebbero la forma di cilindretti di 3 mm. di diametro terminanti in calotte sferiche. Ci riuscì molto difficile, stante la piccolezza degli elettrodi, far sì che il potenziale di scarica si mantenesse per ogni serie di esperienze abbastanza costante. Con elettrodi di alluminio, di cadmio, di ferro, ecc., ecc., le alterazioni superficiali erano così rapide e il ritardo di scarica, quando le scintilline avvenivano nell' interno del calorimetro, così grande e così variabile, da rendere impossibile di attribuire alla deviazione media un valore attendibile. Quindi, nel caso in cui dovevamo eseguire misure calorimetriche, anche per evitare fenomeni di ossidazione, abbiamo trovato molto convenienti elettrodi di platino, e meglio di platino-iridio.

Per diminuire notevolmente il ritardo della scarica, ponemmo sia nell' interno del calorimetro a scintille, sia a poca distanza dall' intervallo di scarica, quando si faceva la foto-

1) N. Cim., (2), 16, p. 89, 1876.

grafia, un piccolo tubetto di celluloide contenente un poco di sostanza radioattiva. L'azione di tale sostanza era così efficace che i successivi potenziali di scarica erano pochissimo diversi fra loro, e permettevano di ottenere una buona media per il valore del potenziale di scarica, purchè la superficie degli elettrodi non fosse troppo alterata.

Ad ogni modo, perchè le letture calorimetriche fossero attendibili, era necessario che le scintille si producessero abbastanza lentamente da permettere all'ago di seguire le variazioni del potenziale. Per questo motivo non abbiamo potuto fare tutte le volte le letture stesse contemporaneamente a quelle calorimetriche, nelle quali invece occorreva che le scintille si succedessero con sufficiente rapidità. E abbiamo quindi eseguito in molti casi la determinazione dei potenziali di scarica immediatamente prima e dopo ogni serie di letture calorimetriche, riscontrando sempre un buon accordo fra le letture anteriori e quelle che venivano fatte dopo.

Ottenemmo poi il valore assoluto del potenziale di scarica, campionando il nostro elettrometro, con un buon elettrometro assoluto a bilancia di Lord Kelvin, costruito appositamente per potenziali dell'ordine di grandezza di quelli usati da noi.

A seconda delle differenze di potenziale che si dovevano misurare, si regolava l'elettrometro in modo che la sua costante assumesse il valore 1,505 o il valore 2,71.

Galvanometro per la misura della carica residua.

43. — Ma per poter conoscere con esattezza la porzione di energia che interviene realmente nella scarica determinammo anche, con un galvanometro appositamente costruito in modo che l'ago fosse difeso da ogni azione elettrostatica, il valore della carica residua.

Nelle nostre esperienze, in cui le scintille non superarono mai la lunghezza di 5 mm. e la resistenza del circuito era piccolissima, la carica residua, che era quella dovuta soltanto alla quantità di elettricità che non poteva essere scaricata dalla scintilla stessa, risultò costantemente trascurabile, cioè inferiore sempre al centesimo della carica iniziale.

Energia disponibile e sua ripartizione nel circuito di scarica.

44. — Il lavoro speso per conferire il potenziale V al condensatore di capacità C, rappresenterebbe l'energia effettivamente disponibile e si dovrebbe quindi ritrovare nella scarica, se nessuna parte ne venisse dissipata nel dielettrico, al di fuori del circuito metallico e della scintilla.

Questa dissipazione dell'energia può raggiungere valori sensibili nei condensatori a dielettrico solido, e non si conosce invero un metodo sicuro per calcolarla; poichè i metodi che si adoprano per le ordinarie correnti alternate delle macchine industriali non sono applicabili al caso presente e il metodo di Wulf [1]) — che si basa sulla determinazione del coefficiente di smorzamento dell'ampiezza di oscillazione, quale si deduce dalla curva della carica residua, e del decremento teorico calcolato mediante le differenze di potenziale corrispondenti a due massimi consecutivi — non offre grande garanzia. Ma nelle nostre ricerche l'inconveniente era reso inapprezzabile con l'uso dei condensatori ad aria, o per lo meno esso era certamente di ordine inferiore agli errori inevitabili nelle misure calorimetriche.

Altra porzione di energia, che non si ritrova nel circuito, è quella che si irraggia per onde elettromagnetiche.

La teoria della scarica oscillante permette di calcolare questa parte di energia, perchè dà il modo di confrontare l'intensità i della corrente che passa pei fili del circuito di scarica — supposti paralleli e alla distanza d fra di loro — con quella i' che si ha nel cilindro di aria che ha per asse uno dei fili e per raggio della base la metà della distanza d fra i due fili stessi. Il rapporto fra i ed i' (vedi Drude, *Phys. d. Aethers*, pag. 369) è dato da:

$$\frac{i'}{i} = \frac{6\,d^2}{T^2 c^2}\,.$$

Tali calcoli non si adattano veramente alle nostre disposizioni sperimentali; ma tuttavia si può osservare che essi

1) Wien. Ber., 105. II a, p. 667, 1896.

servono a dare l'ordine di grandezza della parte di energia che viene dissipata. Ad es. se si osserva che nelle esperienze da noi eseguite il valore di T c, che è la lunghezza d'onda, è sempre maggiore di 600 m.; e quello di d, anche prendendo per distanza massima quella fra i nostri circuiti e il suolo, è sempre inferiore a 2 metri, la formula precedente dà:

$$\frac{i'}{i} < 6\left(\frac{1}{300}\right)^2, \quad \text{ossia} \quad \frac{i'}{i} < 0{,}000066.$$

Nel caso di circuiti avvolti a spirale, la dispersione non potrà essere molto diversa; quindi nelle nostre esperienze si potrà ritenere sempre trascurabile.

Che la somma delle energie spese al di fuori del circuito metallico sia trascurabile entro i limiti di precisione che si sono raggiunti nelle misure da noi eseguite del potenziale di scarica e nel calore svolto nella scintilla, resulterebbe anche dalle stesse nostre esperienze. Infatti nelle tabelle I a VII abbiamo messo a confronto la somma $Q_1 + Q_2$ del calore che si manifesta nella scintilla e nella spirale metallica, con l'energia corrispondente a $\frac{1}{2}$ C V^2; e dall'esame di tali tabelle si vede che quasi tutta l'energia si ritrova sotto forma calorifica in quelle due porzioni di circuito. Non possiamo per altro fare a meno di osservare che l'incertezza del valore vero di V (dovuta alla grande variabilità della lunghezza effettiva delle scintille) e il fatto che il calorimetro a scintilla non dà la misura esattissima di tutto il calore svolto nella scintilla stessa, toglie un po' di valore al nostro confronto. D'altronde però, più che la misura assoluta dell'energia totale, era interessante, in queste prime ricerche, lo studio della sua ripartizione fra la scintilla ed una porzione metallica di resistenza conosciuta, e ciò abbiamo potuto stabilire con sufficiente esattezza.

CONCLUSIONI.

45. — Dall'esame di questi risultati ci sembra si possa concludere:

1° Il periodo di oscillazione concorda, dentro i limiti degli errori sperimentali, col valore teorico dato dalla for-

mula di Thomson. L'accordo meno buono che si ha nel caso di periodi molto brevi (circa 7×10^{-7}) dipende da non poter mettere in calcolo in quei casi l'autoinduzione del circuito;

2° La resistenza della scintilla per scariche poco smorzate, dovute a quantità di elettricità assai grandi, come quelle date dai nostri condensatori, e per distanze esplosive comprese tra 1 e 5 mm., è assai piccola e sempre inferiore ad un ohm.

A parità delle altre condizioni, essa cresce assai meno rapidamente della lunghezza della scintilla. Ciò farebbe ritenere, o che per la massima parte la resistenza della scintilla si abbia nel passaggio dagli elettrodi al gas ambiente, o che al crescere della lunghezza aumenti la sezione della scintilla stessa;

3° La resistenza di un filo piegato a spirale, è, per le scariche oscillatorie, molto maggiore di quella che offrirebbe lo stesso filo disteso in linea retta.

La differenza tra i due valori cresce colla frequenza della scarica e con la vicinanza tra le singole spire.

Quindi la formula di Lord Rayleigh non può applicarsi a circuiti avvolti a spirale;

4° La somma delle energie calorifiche spese dalla scarica nella scintilla e nel circuito metallico, concorda abbastanza bene col valore dell'energia posseduta dal condensatore;

5° Con gli elettrodi di cadmio le scintille sono molto più regolari di quello che si abbia con elettrodi di platino o di platino iridio;

6° I valori che si ottengono per la resistenza della scintilla e per l'energia spesa nella scintilla stessa, sono, nelle condizioni da noi usate, prossimamente uguali per elettrodi di platino iridio e di cadmio.

SUL PRINCIPIO DELLE IMMAGINI DI LORD KELVIN E LE EQUAZIONI DELL'ELASTICITÀ,

del Prof. C. SOMIGLIANA [1]).

L' applicazione del principio delle immagini all' equazione di Laplace nei problemi di elettrostatica è fondata sopra una trasformazione in se stessa di questa equazione, quando sulle variabili indipendenti si fa una trasformazione per raggi vettori reciproci e la funzione viene moltiplicata per l' inversa della distanza dal centro d' inversione. Come caso particolare di questa trasformazione si ha la riflessione sopra un piano. Ora se si considerano le equazioni dell' equilibrio elastico, toltone il caso generale, quando la sostanza di cui è composto il corpo non ammette alcun elemento di simmetria, in tutti gli altri si ha sempre un gruppo di trasformazioni, contenenti delle riflessioni sopra piani di simmetria, per le quali le equazioni rientrano, come si suol dire, in se stesse. Si presenta quindi naturale l' idea di tentare se, approfittando di queste proprietà, non sia possibile estendere alle equazioni dell' equilibrio elastico il metodo delle immagini che, come è noto, conduce, in questi casi, all' integrazione dell' equazione di Laplace in campi limitati dai piani di simmetria, ammessi dall' equazione.

La cosa è effettivamente possibile in certi casi coll' applicazione del teorema seguente:

Si abbia un corpo limitato dal piano $z = 0$, la cui struttura cristallina ammetta come piani di simmetria i piani a questo paralleli e siano

$$u(x, y, z), \quad v(x, y, z), \quad w(x, y, z)$$
$$L, \quad M, \quad N.$$

le componenti degli spostamenti e delle forze superficiali che determinano una deformazione qualsiasi del corpo,

1) Rend. della R. Acc. dei Lincei, 16 Febbraio 1902.

quando su di esso non agiscono forze di massa. Il corpo stesso rimarrà ancora in equilibrio, se in esso avvengono gli spostamenti

$$u(x, y - z), \quad v(x, y, - z), \quad - w(x, y, - z)$$

mentre alla superficie sono applicate forze le cui componenti sono

$$- \mathrm{L}, \quad - \mathrm{M}, \quad \mathrm{N}.$$

La dimostrazione di questo teorema riesce assai facile osservando che nelle equazioni di equilibrio

$$\frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} + \frac{\partial X_z}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial Y_x}{\partial x} + \frac{\partial Y_y}{\partial y} + \frac{\partial Y_z}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial Z_x}{\partial x} + \frac{\partial Z_y}{\partial y} + \frac{\partial Z_z}{\partial z} = 0$$

si ha, nel caso contemplato nel teorema precedente

$$- X_x = c_{11}\, x_x + c_{12}\, y_y + c_{13}\, z_z + c_{16}\, x_y$$

$$- Y_y = c_{21}\, x_x + c_{22}\, y_y + c_{23}\, Z_z + c_{26}\, x_y$$

$$- Z_z = c_{31}\, x_x + c_{32}\, y_y + c_{33}\, z_z + c_{36}\, x_y$$

$$- Y_z = c_{44}\, y_z + c_{45}\, z_x$$

$$- Z_x = c_{54}\, y_z + c_{55}\, z_x$$

$$- X_y = c_{16}\, x_x + c_{26}\, y_y + c_{36}\, z_z + c_{66}\, x_y$$

dove X_x, Y_y, ... e x_x, y_y, . . . rappresentano, come d' uso, le componenti di pressione e di deformazione; e osservando inoltre che le equazioni al contorno sono nel caso considerato nel teorema precedente:

$$\mathrm{L} = X_z \qquad \mathrm{M} = Y_z \qquad \mathrm{N} = Z_z$$

e che fra una funzione qualsiasi $f = f(x, y, z)$ e la funzione $F = f(x, y, -z)$ per $z = 0$ sono soddisfatte le relazioni

$$f = F$$

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial F}{\partial x}, \qquad \frac{\partial f}{\partial y} = \frac{\partial F}{\partial y}, \qquad \frac{\partial f}{\partial z} = -\frac{\partial F}{\partial z}$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial z} = -\frac{\partial^2 F}{\partial x \partial z}, \ldots \quad \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 F}{\partial z^2}.$$

2. Per venire alle applicazioni che abbiamo di mira introduciamo la notazione $\overline{\alpha} = -\alpha$.

Due sistemi di spostamenti che si trovino nelle condizioni del teorema precedente si potranno rappresentare così

$$(1) \qquad \begin{array}{ll} u_1 = u(x, y, z) & u_2 = u(x, y, \overline{z}) \\ v_1 = v(x, y, z) & v_2 = v(x, y, \overline{z}) \\ w_1 = w(x, y, z) & w_2 = \overline{w}(x, y, \overline{z}) . \end{array}$$

Noi diremo che queste due terne d'integrali si ottengono l'una dall'altra *per riflessione* sul piano $z = 0$.

Da questi si possono ottenere due nuovi sistemi integrali ponendo

$$(2) \qquad \begin{array}{ll} u' = u_1 - u_2 & u'' = u_1 + u_2 \\ v' = v_1 - v_2 & v'' = v_1 + v_2 \\ w' = w_1 - w_2 & w'' = w_1 + w_2 \end{array}$$

Indichiamo con L', M', N', L'', M'', N'' le componenti delle forze superficiali corrispondenti a questi due sistemi. Avremo allora, pel teorema dimostrato, che sul piano $z = 0$ sono soddisfatte le seguenti condizioni

$$(3) \qquad \begin{array}{lll} u' = 0 & v' = 0 & N' = 0 \\ L'' = 0 & M'' = 0 & w'' = 0 \end{array}$$

Data dunque una terna integrale qualsiasi possiamo subito dedurne due altre, *le quali soddisfano alle condizioni che sul piano $z = 0$ sono nulle le due componenti tangenziali dello spostamento e la componente normale della pressione*

superficiale, o viceversa sono nulle le due componenti tangenziali della pressione e la componente normale degli spostamenti.

Supponiamo ora dapprima che si tratti di un corpo isotropo nel quale α, β siano le velocità di propagazione delle onde piane e prendiamo per u, v, w gli spostamenti

$$
(4) \qquad
\begin{aligned}
u &= (\beta^2 - \alpha^2)\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{2\alpha^2}{r} \\
v &= (\beta^2 - \alpha^2)\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} \\
w &= (\beta^2 - \alpha^2)\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial z}
\end{aligned}
$$

ove

$$v = \sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2 + (z-c)^2}\,,$$

i quali godono la proprietà di soddisfare alle equazioni d'equilibrio e di ammettere un punto d'infinito isolato in (a, b, c), essendo funzioni omogenee di grado -1, delle differenze $x-a$, $y-b$, $z-c$. Questi integrali hanno rispetto alle equazioni dell'isotropia proprietà analoghe a quelle dell'integrale $\frac{1}{r}$ rispetto all'equazione di Laplace.

Se ora formiamo mediante le (1) (2) i sistemi integrali (u', v', w'), (u'', v'', w'') è chiaro che queste funzioni nello spazio occupato dal corpo (che possiamo supporre sia lo spazio $z > 0$) hanno una sola singolarità identica a quella delle funzioni (4). Infatti i due punti d'infinito che essi possiedono sono simmetrici rispetto al piano $z = 0$.

Ciò posto, supponiamo che sulla superficie $z = 0$ del corpo dato (che indicheremo con s) siano applicate delle forze L, M, N e indichiamo con u, v, w le componenti degli spostamenti prodotti; e applichiamo il teorema di Betti alle due terne integrali

$$
\begin{matrix}
u \; v \; w & \qquad & u' \; v' \; w' \\
L \; M \; N & \qquad & L' \; M' \; N'
\end{matrix}
$$

e alle altre due terne

$$\begin{array}{ccc} u\ v\ w & \qquad & u''\ v''\ w'' \\ \mathrm{L\ M\ N} & \qquad & \mathrm{L''\ M''\ N''}. \end{array}$$

Dovremo escludere dal campo $z \geq 0$ il punto di singolarità (a, b, c), ad es. mediante una piccola sfera σ avente il centro in esso. Applicando poi un ben noto procedimento di passaggio al limite, e tenendo conto delle (3) si trova rispettivamente nei due casi

$$(5) \qquad \begin{aligned} 8\pi\alpha^2\beta^2\mathrm{U} &= \int_s (u\mathrm{L}' + v\mathrm{M}')\,ds - \int_s w'\mathrm{N}\,ds \\ 8\pi\alpha^2\beta^2\mathrm{U} &= \int_s \mathrm{N}''w\,ds - \int_s (\mathrm{L}u'' + \mathrm{M}v'')\,ds \end{aligned}$$

dove U rappresenta il valore della funzione $u(x, y, z)$ nel punto (a, b, c).

Queste due formole, insieme alle altre analoghe si possono stabilire partendo, anzichè dagli integrali (4), dagli altri due sistemi analoghi che se ne deducono per sostituzioni circolari, danno chiaramente la soluzione del *problema della deformazione di un mezzo isotropo limitato da un piano, quando alla superficie sono note: 1° le componenti tangenziali degli spostamenti e la componente normale delle pressioni esterne, oppure: 2° la componente normale degli spostamenti e le componenti tangenziali delle pressioni esterne.*

Questi problemi furono risoluti per la prima volta da Boussinesq (*Comptes rendus*, T. CVI, 1888), con procedimento assai diverso dal precedente.

Il procedimento nostro ha il vantaggio che può essere esteso immediatamente al caso in cui il corpo anzichè essere isotropo, è cristallizzato in modo che siano piani di simmetria elastica i piani paralleli al piano limitante. Difatti basta in questo caso sostituire agli integrali (4) gli integrali aventi proprietà analoghe rispetto al punto di singolarità per le equazioni d'equilibrio corrispondenti. L'esistenza di integrali di

tal fatta fu dimostrata recentemente dal Sig. I. Fredholm in un lavoro pubblicato nel t. 23, 1900, degli *Acta mathematica*.

Si ottengono così per la risoluzione di questo problema, assai più generale, formole analoghe alle (5), nelle quali però si hanno nei primi membri, invece di una sola delle componenti di spostamento, delle funzioni lineari di tutte e tre.

3. Gli integrali definiti dalle (1) costituiscono il *gruppo* più semplice possibile di integrali delle equazioni d'equilibrio quando si convenga di chiamare *gruppo di integrali* l'insieme delle terne integrali che si possono dedurre da una data mediante riflessioni sopra un certo sistema di piani. Esso è composto di due terne integrali.

Il caso che segue immediatamente a questo si ha considerando due piani di simmetria ortogonali. Supponendo che questi piani siano i piani $x=0$, $y=0$, il gruppo delle quattro terne integrali corrispondenti è dato dalle formole:

$$\begin{aligned}
&u_1 = u(x, y, z) &\qquad& u_2 = \overline{u}(\overline{x}, y, z)\\
&v_1 = v(x, y, z) && v_2 = v(\overline{x}, y, z)\\
&w_1 = w(x, y, z) && w_2 = w(x, y, z)\\
(6)\qquad\\
&u_3 = \overline{u}(\overline{x}, \overline{y}, z) && u_4 = u(x, \overline{y}, z)\\
&v_3 = \overline{v}(\overline{x}, \overline{y}, z) && v_4 = \overline{v}(x, \overline{y}, z)\\
&w_3 = w(x, y, z) && w_4 = w(x, \overline{y}, z)\,.
\end{aligned}$$

Mediante queste quattro terne di integrali noi possiamo risolvere problemi di deformazione di un solido elastico limitato da due piani ortogonali. Per vedere poi le condizioni alla superficie che converrà supporre note, stabiliamo dapprima mediante il teorema dimostrato al n. 1, le relazioni che sui piani $x=0$, $y=0$ sono soddisfatte dalle (6). Queste sono

per $x=0$

$$(7)\qquad \begin{aligned}
&u_1 = \overline{u_2} &\quad& u_3 = \overline{u_4} &\qquad& L_1 = L_2 &\quad& L_3 = L_4\\
&v_1 = v_2 && v_3 = v_4 && M_1 = \overline{M}_2 && M_3 = \overline{M}_4\\
&w_1 = w_2 && w_3 = w_4 && N_1 = \overline{N}_2 && N_3 = \overline{N}_4
\end{aligned}$$

per $y=0$

$$
(7') \quad \begin{array}{llll}
u_2 = u_3 & u_1 = u_4 & L_2 = \overline{L_3} & L_1 = \overline{L_4} \\
v_2 = \overline{v_3} & v_1 = \overline{v_4} & M_2 = M_3 & M_1 = M_4 \\
w_2 = w_3 & w_1 = w_4 & N_2 = \overline{N_3} & N_1 = \overline{N_4} .
\end{array}
$$

Di qui segue che se si costruiscono gli integrali

$$
\begin{aligned}
u' &= u_1 - u_2 + u_3 - u_4 \\
v' &= v_1 - v_2 + v_3 - v_4 \\
w' &= w_1 - w_2 + w_3 - w_4
\end{aligned}
$$

per questi si avrà

sul piano $x=0$

$$L'=0 \qquad v'=0 \qquad w'=0$$

sul piano $y=0$

$$u'=0 \qquad M'=0 \qquad w'=0 .$$

L' applicazione del teorema di Betti, quando per u, v, w si prendano integrali aventi un punto d' infinito isolato di 1° ordine, porta alla risoluzione del problema della deformazione di un diedro solido isotropo o cristallizzato in modo che siano piani di simmetria quelli paralleli alle faccie, quando sopra di queste sono date le componenti analoghe a quelle che si annullano per le u', v', w', cioè, come facilmente si vede, su tutta la superficie del diedro la *componente normale delle pressioni esterne, e le componenti tangenziali degli spostamenti*.

Il problema, che possiamo dire correlativo, quando cioè sulla superficie del diedro sono date *le componenti tangenziali delle forze esterne e la componente normale degli spostamenti* si risolve prendendo come spostamenti ausiliari i seguenti

$$
\begin{aligned}
u'' &= u_1 + u_2 + u_3 + u_4 \\
v'' &= v_1 + v_2 + v_3 + v_4 \\
w'' &= w_1 + w_2 + w_3 + w_4 .
\end{aligned}
$$

Dalle (7) (7') si ha infatti in questo caso sul piano $x=0$

$$u'' = 0 \qquad M'' = 0 \qquad N'' = 0$$

sul piano $y=0$

$$L'' = 0 \qquad v'' = 0 \qquad N'' = 0.$$

In questo caso del diedro abbiamo poi un altro problema della natura di quelli che consideriamo che non ha riscontro nel caso di un solido limitato da un piano solo. Quando cioè sopra una delle faccie si conoscono le componenti tangenziali degli spostamenti e la normale delle forze e sull'altra reciprocamente le componenti tangenziali delle forze e la componente normale degli spostamenti.

Anche questo problema può essere risolto col metodo d'integrazione proposto in questa Nota. Allorchè la faccia su cui sono note le componenti tangenziali degli spostamenti è il piano $x=0$, basta prendere come integrali ausiliari

$$u''' = u_1 - u_2 - u_3 + u_4$$
$$v''' = v_1 - v_2 - v_3 + v_4$$
$$w''' = w_1 - w_2 - w_3 + w_4.$$

Quando invece questi elementi sono dati sulla faccia $y=0$, convien prendere come integrali ausiliari

$$u^{IV} = u_1 + u_2 - u_3 - u_4$$
$$v^{IV} = v_1 + v_2 - v_3 - v_4$$
$$w^{IV} = w_1 + w_2 - w_3 - w_4.$$

4. Questi risultati sono sufficienti a dare un'idea della portata del metodo d'integrazione proposto. Accennerò quindi soltanto ai problemi analoghi relativi al triedro trirettangolo di cui parimenti può immediatamente assegnarsi la soluzione.

Essi sono quattro:

1° Quando su tutta la superficie del diedro sono date le componenti tangenziali degli spostamenti e la componente normale delle forze esterne.

2° Quando su tutta la superficie del triedro sono date le componenti tangenziali delle forze esterne e la normale degli spostamenti.

3° Quando su due faccie del triedro sono date le componenti tangenziali degli spostamenti e la normale delle forze e sulla terza faccia gli elementi reciproci.

4° Quando su due faccie del triedro sono date le componenti tangenziali delle forze esterne e la normale degli spostamenti, mentre sulla terza faccia sono dati gli elementi reciproci.

Questi problemi si risolvono costruendo dal gruppo degli integrali (6) il gruppo delle quattro terne che se ne deducono con una riflessione sul piano $z=0$. Si ottiene così un gruppo complessivamente composto di otto terne di integrali, i quali opportunamente combinati per somma e sottrazione, secondo i criteri che risultano dal teorema fondamentale dimostrato, danno gli integrali ausiliari richiesti.

ROTAZIONI ELETTROSTATICHE.

Studio sperimentale del **Prof. G. VICENTINI** [1].

Nel 1896 G. Quinke [2] pubblicò una serie di interessantissime osservazioni sulle rotazioni in un campo elettrostatico costante. Esse si ottengono col far pendere piccole aste, lamine, sfere o cilindri di sostanze isolanti fra le armature di un condensatore carico, in seno ad un liquido coibente. Dai risultati ottenuti in condizioni svariatissime di esperienza il Quincke fu condotto ad ammettere che le forze producenti tali moti agiscono alla superficie del corpo mobile; e dopo avere studiato il comportamento delle bolle d'aria e notato il fatto della graduale scomparsa della attitudine dei corpi a ruotare, allorquando restano a lungo in seno al dielettrico liquido, gli parve dover concludere che condizione necessaria

1) Esteso sunto della Nota pubblicata dal R. Istituto Veneto, Vol. 61, pp. 221-245.

2) G. Quincke. Ueber Rotationen im constanten elektrischen Felde. Wiedemann's Annalen, vol. 59, pag. 417, 1896.

al presentarsi del fenomeno sia l' esistenza di uno straterello d'aria condensata alla superficie dei corpi solidi.

Secondo il Quincke questo straterello, sotto l' azione del campo elettrico subisce una deformazione analoga a quella che egli ha osservata nelle bolle d' aria; ma causa la speciale distribuzione assunta dal campo per l' esistenza del coibente solido, se questo, per una causa qualsiasi riceve un impulso tendente a farlo ruotare, l' involucro deformato d' aria tende continuamente a riprendere la sua posizione ed allora liquido e sfera vengono portati in rotazione di segno opposto.

È difficile rendersi chiara ragione dell' andamento del fenomeno in base a questa ipotesi, e non si saprebbe invero scoprire la sorgente di energia che mantiene il corpo mobile in continuata rotazione, senza ammettere l' intervento della conducibilità del liquido dielettrico o di un fenomeno di convezione.

Heidweiller, Boltzmann e Schweidler [1]), partendo dalla considerazione di un problema trattato da Hertz, mostrarono col ragionamento, con numerose esperienze e con calcoli applicati ai risultati di queste ultime, che sul fenomeno influisce la conducibilità dei dielettrici (liquido e solido) impiegati e che esso è dovuto ad un trasporto di cariche elettriche, le quali arrivando sul corpo mobile che abbia già ricevuto un impulso, danno origine a forze ostacolanti o cospiranti, a seconda del grado di conducibilità relativa dei due dielettrici. In base a considerazioni di questo genere, studiando le rotazioni, sia nei liquidi che nei gas, in campi elettrostatici costanti, fissi o ruotanti, riuscì, ad alcuni di questi fisici, di determinare la conducibilità dei dielettrici liquidi e dell' aria a vario grado di rarefazione. Il Graetz [2]), giunse pure a provare con questo metodo un aumento di conducibilità tanto dell' aria quanto dei dielettrici liquidi, sotto l' azione dei raggi Röntgen.

1) A. Heydweiller. Ueber Rotationem ecc. ecc. Beiblätter zu den Wied. Ann. vol. 21, pag. 529, 1897. — L. Boltzmann. Ueber Rotationen ecc., Wied. Ann. vol. 60, pag. 399, 1897. — E. R. Schweidler. Ueber ecc. Beiblätter, vol. 22, pag. 107, 1898. — A. Heydweiller. Ueber bewegte Körper im elektrischen Felde und über die elektrische Leitfähigkeit der atmosphärischen Luft. Wied. Ann., vol. 69, pag. 531, 1899.

2) L. Graetz. Ueber die Quincke'schen Rotationen im elektrischen Feld. Drude's Annalen, vol. 1, p. 530, 1900.

Io ho rivolta da vario tempo l' attenzione ai movimenti, talvolta violentissimi, che si osservano nei liquidi coibenti, sotto l' azione di conduttori portati ad elevata differenza di potenziale; e modificando variamente le condizioni di esperienza sono riuscito ad ottenere dei movimenti regolari, assai sorprendenti, che meritano di essere presi in considerazione.

Il fenomeno di rotazione dei liquidi, da me studiato nel corso dell' anno, per quanto mi risulta, non è stato osservato da altri. Di esso non trovai traccia nei lavori molto estesi del Quincke e del Lehmann [1].

Rotazione dei dielettrici liquidi.

Nelle mie osservazioni ho sempre impiegato una grande macchina elettrostatica Holtz-Righi a quattro dischi; ed in generale ho sperimentato su masse relativamente grandi di liquido dielettrico (circa tre litri).

Questo era contenuto in una vaschetta di vetro del diametro di 32 cm. (fig. 1). Nei due fori o, o', di questa ho masticiati due conduttori di ottone, spalmati con un grosso strato di ceralacca e terminanti colle sfere s, s'. I loro estremi interni, che sono a pari colla superficie interna della vaschetta, in o e o' sono muniti di cavità, nelle quali si insinuano gli elettrodi di varie forme: sfere, punte, ventagli di punte ecc. (fig. 2).

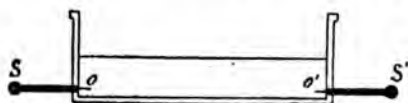



Fig. 1. Fig. 2.

Appena i due conduttori sono posti in comunicazione coi poli della macchina in azione, il liquido, che nei primi istanti mostra movimenti irregolari, tumultuosi, assume ben presto un movimento di rotazione che rapidamente si accentua.

Il senso della rotazione del liquido è del tutto casuale. Di fatti basta mettere inizialmente il liquido in movimento rota-

1) O. Lehmann. Die elektrischen Lichterscheinungen oder Entladungen bezeichnet als Glimmen, Büschel, ecc. ecc. Halle a. S. Verlag v. W. Knapp. 1898.

torio, con un mezzo meccanico qualsiasi, perchè facendo poi agire la macchina elettrostatica si veda immediatamente aumentare la velocità della rotazione, qualunque ne sia il segno. La rotazione elettrostatica si aggiunge dunque sempre a quella meccanica preesistente.

Il fenomeno di rotazione col grande apparecchio della fig. 1 si può avere anche colla piccola macchina Töpler-Voss. In questo caso la velocità di rotazione è però piccolissima.

Un' altra disposizione che serve a produrre la rotazione si ha collegando contemporaneamente ad un polo della macchina i due elettrodi diametrali S, S' della bacinella e di porre quello mobile, comunicante col secondo polo, nella parte centrale della bacinella stessa. Il fenomeno si ha senza distinzione di polarità; solo è da notare che al disopra e nelle vicinanze degli elettrodi si formano nel liquido, degli avvallamenti e dei sollevamenti irregolari, tumultuosi, e tutta la massa liquida ne rimane agitata. Dalle cavità che si formano vengono come aspirate delle bolle d' aria, che imprigionate nel liquido oscillano fra la superficie libera di esso e gli strati sottostanti. In questo movimento si scindono in bollicine minori, che portate in movimento dal liquido ruotante, continuano nella loro danza dall' alto al basso, con velocità ognora decrescente.

Studiando la rotazione prodotta nelle ultime condizioni, ho trovato che se si sostituisce alla punta centrale, un ventaglio di punte, la rotazione ed i movimenti ondosi si fanno più intensi, specialmente quando il ventaglio si trova col suo piano ad angolo retto col piano verticale passante per i due elettrodi diametrali. Qualche volta, quando questi piani coincidono, ho avuta la formazione di due vortici di segno opposto, provocanti due rotazioni indipendenti.

Per vedere fino a qual punto influiscano le pareti cilindriche della vaschetta, sul fenomeno di rotazione del dielettrico, ho prolungati i due elettrodi diametrali (isolati con tubo di vetro) in modo da avere le loro punte affacciate, a distanza relativamente piccola nella parte centrale del recipiente.

In queste condizioni si manifesta un movimento ondoso irregolare, ma senza rotazione; e ciò forse causa la grande

vicinanza delle due punte (10 cm. circa). Però appena si ripiegano all' insù le due punte, il fenomeno della rotazione rapida, della parte centrale della massa liquida, si presenta subito.

Se il livello del liquido supera di poco l' altezza delle due punte, al di sopra di esse si formano contemporaneamente dei getti di goccie piuttosto grosse.

Zampilli di liquido dielettrico provocati dalle punte..

L' esperienza ultima descritta mostra che tutti e due gli elettrodi a punta possono produrre la projezione di getti continui di goccioline. Non esiste dunque la differenza notata da Waha [1]), per la quale attorno al polo positivo soltanto si ottiene lo zampillo, mentre al di sopra del negativo si forma un avvallamento.

Il getto di goccioline si presenta in modo splendido colla benzina. Lo ho prodotto con un bicchiere, nel quale ho fissato un elettrodo, terminato a punta (ago da cucire), passante per un foro praticato nel centro del suo fondo.

Movimenti prodotti da altre disposizioni degli elettrodi.

Interessante è il comportamento del liquido dielettrico allorquando un elettrodo a punta è immerso nella parte centrale del vaso a rotazione, e l' altro è formato da una lamina cilindrica, aderente alle pareti, e tutta immersa nel liquido

Per piccole distanze esplosive dello spinterometro della macchina, e quindi per differenze di potenziale relativamente piccole, il petrolio si solleva a cono attorno all' ago dell' elettrodo centrale, mentre la rimanente parte superficiale del liquido pare improvvisamente respinta verso gli orli del vaso. Tutt' attorno alla parete libera di questo, il liquido si solleva violentemente sotto forma di un velo irregolare le cui parti sembrano in lotta pure violenta, analoga a quella dei veli liquidi sui quali si producano rapide variazioni di tensione superficiale. Ad ogni scarica fra i poli della Holtz, il liquido

1) O. Lehmann. Op. cit., p. 61.

si abbassa, riprendendo per un istante la sua forma di equilibrio.

Aumentando la distanza esplosiva sino ad 80 mm., i fenomeni descritti si accentuano in modo straordinario ed oltre a ciò tutta la massa liquida subisce come delle pulsazioni, costituite da forti sollevamenti ed abbassamenti periodici.

Il fenomeno del movimento ondoso (pulsazioni), il forte sobbollimento del liquido, e la sua ascensione lungo gli orli della bacinella di vetro, si manifestano anche se quest' ultima viene sostituita con una bacinella di metallo, che si faccia funzionare essa stessa da secondo elettrodo.

Velocità di rotazione del petrolio e della benzina.

Ho determinato la velocità di rotazione di questi due liquidi in condizioni molto diverse di esperienza.

Siccome nel corso delle esperienze trovai una grande variabilità di risultati, ho cercato di ripetere le misurazioni molte volte, sia in uno stesso giorno, sia in giorni differenti. Così ho potuto assicurarmi che *appena montato l'apparecchio si manifesta nel liquido una massima velocità di rotazione, la quale gradatamente diminuisce, raggiungendo presto un valore invariabile.*

Ecco i risultati che dimostrano l' influenza della forma degli elettrodi, sulla velocità di rotazione, quando l' apparecchio ha raggiunto le condizioni di costanza ed impiegando del petrolio russo, marca « Adriatico » avente a 0° la densità 0,8342, con una distanza esplosiva di 80 mm.

Elettrodi +	—	Velocità in giri per min.
Ventaglio di punte	Ventaglio di punte	40
Ventaglio di punte	Punta	40
Punta	Ventaglio di punte	37
Punta	Punta	30
Punta	Sfera	14
Sfera	Punta	11
Sfera	Sfera	8.

Questi numeri mostrano che l' influenza della forma degli elettrodi si fa sentire specialmente su quello positivo; e si manifesta nel senso che la velocità di rotazione cresce al migliorare delle condizioni che facilitano il fenomeno di convezione elettrica nella massa liquida.

Ho determinato anche l' influenza della grandezza della massa liquida ruotante, sulla velocità di rotazione. Ecco i risultati di due prove fatte sopra petrolio americano, marca «Splendor», densità a 0° 0,7998, con distanza esplosiva di 80 mm. e con elettrodi a punta.

3 litri	velocità 33 giri per min.
5 »	15 » »

Non ho trascurato di stabilire l' influenza della differenza di potenziale (misurata al solito colla distanza esplosiva) sulla rotazione dei liquidi. Per le piccole differenze di potenziale la influenza è molto forte; ma quando si raggiunge la distanza esplosiva di 80 mm., sembra che la velocità muti insensibilmente all' aumentare di quella. Ecco i risultati ottenuti impiegando gli elettrodi a punta:

Distanza esplosiva	Velocità in giri p. m.
100 mm.	30
80	30
60	25
40	22
20	9

Poco differenti da questi sono i risultati ottenuti colla benzina del commercio, avente la densità 0,7305 a 0°.

Distanza esplosiva	Velocità in giri p. m.
80 mm.	32
50	23
40	20
30	9

La velocità di rotazione della benzina, a parità di massa (litri 3) e di distanza esplosiva, non è dunque sensibilmente diversa da quella del petrolio.

Per quanto si riferisce alla influenza degli elettrodi, anche per questo liquido, ho ottenuto risultati analoghi a quelli avuti col petrolio.

Distribuzione del potenziale nella massa di liquido rotante e nell' aria sovrastante.

Coll' impiego di una sonda portata da opportuno sostegno isolato e col mezzo di un elettrometro di Braun, ho esplorato la distribuzione del potenziale nella massa ruotante.

La figura 3 dà anzitutto la distribuzione che ho riscontrata nell' aria sovrastante al petrolio (in grande vicinanza

Fig. 3

della superficie) che ruota in modo uniforme sotto una differenza di potenziale mantenuta costante, regolando l' azione della macchina elettrica in modo che un elettrometro di Henley conservasse una determinata deviazione. Le frecce indicano il senso della rotazione del petrolio ; i numeri le deviazioni dell' elettrometro di Braun nel quale, secondo i risultati di un accurato campionamento, la massima deviazione di 50 divisioni, corrisponde a circa 6000 Volt.

Come mostrano le curve equipotenziali, il campo negativo predomina sul positivo, il quale è molto limitato e si insinua a cuneo nella parte che appare elettrizzata negativamente.

Ho ripetute le misurazioni colla punta immersa nel petrolio alla profondità di 5 mm., mentre il petrolio ruotava sotto la differenza di potenziale corrispondente a 60 mm. di

distanza esplosiva e tenendo la sonda in comunicazione col disco di un condensatore ad aria, l'altro essendo collegato coll' elettrometro Braun. Il confine dei due campi ottenuto nelle nuove condizioni è rappresentato sulla figura 3 colle due linee tratteggiate.

Con altre misurazioni fatte per distanza esplosiva di 80 mm. impiegando l' elettrometro coll'intercalazione del condensatore, ho avuto la distribuzione della fig. 4.

Una esplorazione più minuta, estesa alla zona positiva, ha confermato i risultati delle prime misure.

La distribuzione anormale che mi è risultata con queste misurazioni, mi ha fatto ritenere che la elettricità positiva possa scorrere in grande parte fra il petrolio e le pareti della bacinella. Per verificare questa supposizione ho ripiegata orizzontalmente la punta *p* della sonda, in modo da poterla portare contro le pareti, ed ho eseguito la esplorazione tenendo

Fig. 4. Fig. 5.

immersa la punta stessa nel petrolio, ad un livello di 5 mm. più alto di quello dei due elettrodi della bacinella. Per una distanza esplosiva di 40 mm., impiegando il Braun senza condensatore, mi risultò la distribuzione rappresentata nella figura 5, mediante i numeri segnati nella parte interna del circolo. Tale distribuzione comprova la mia ipotesi. In corrispondenza ai due elettrodi il valore del potenziale assunto dalla sonda era tale da non potersi misurare coll' elettrometro.

Per una distanza esplosiva di 80 mm., ho trovato una maggiore estensione della zona negativa. La distribuzione del po-

[pot]enziale in queste ultime condizioni è indicata sulla figura dai numeri esterni.

Comportamento delle polveri sospese.

Per mettere in evidenza nei suoi minuti particolari il fenomeno di rotazione dei liquidi dielettrici, ho pensato di portare in seno a questi delle polveri finissime coibenti o conduttrici. Ricorsi all' uopo allo zolfo, al licopodio ed alla grafite. Queste polveri, nei vari casi, precipitano rapidamente sulle pareti laterali, oppure si agglomerano in forma di minutissimi fiocchi o di filamenti, presentando notevoli particolarità, per le quali si rimanda alla memoria originale.

Rotazione dei gas.

In un bottiglione cilindrico alto 57 cm., largo 34 cm., ho praticato a metà altezza due fori opposti, che permettono l'introduzione delle sfere terminali (diametro 4 cm.) di due grossi conduttori coperti con tubo di vetro e collegati alla macchina. Se, dopo qualche tempo dacchè la Holtz funziona, si fanno arrivare nell' interno del recipiente dei fumi di cloruro di ammonio, essi mostrano immediatamente che l' aria è dotata di rapido movimento vorticoso.

Il biancofumo si agglomera subito in fiocchi lievissimi che vengono costantemente travolti dal turbine e solo gradatamente si depositano sopra le pareti del recipiente, disponendosi in linee che hanno un andamento analogo a quello delle linee di forza di un campo. Lungo queste linee il raggruppamento dei fiocchi è del tutto analogo a quello della limatura di ferro negli spettri magnetici.

Sui due elettrodi si deposita pure il cloruro d' ammonio; in modo uniforme sull' elettrodo positivo; a grumi isolati sul negativo.

Sul vetro, tutto attorno ai due elettrodi, il biancofumo si precipita pure in modo diverso; attorno al positivo sotto forma [ra]ggiata; attorno al negativo a zone grossolanamente circolari.

Sebbene in modo meno regolare, il fenomeno di rotazione [or]a descritto, si ottiene facendo arrivare nell' interno di un

bottiglione, attraverso al collo, due conduttori isolati, che poi si fanno comunicare colla macchina.

Analogamente se si fa arrivare fra i grossi conduttori terminanti a sfera, sopra impiegati, tenuti distanti fra loro (senza il bottiglione) un getto verticale di biancofumo, si vede questo avvolgersi ad elica irregolare, indicando così l'esistenza di un movimento rotatorio dell'aria frapposta agli elettrodi.

Durante quest'ultima esperienza è bello osservare il manifestarsi di speciali pulsazioni nella nebbia di biancofumo (che dopo qualche tempo si trova diffusa nell'aria), ad ogni scarica della macchina. Il fenomeno è certamente causato dalla improvvisa variazione dell'esteso campo elettrostatico provocato dai lunghi e grossi conduttori impiegati per poter operare ad una tale distanza dalla macchina, in modo che su essa non arrivi e si precipiti molto presto il biancofumo.

Rotazione dei corpi solidi.

La rotazione dei coibenti solidi, sotto l'influenza dell'effluvio elettrico delle punte, è fatto conosciuto. Esistono degli apparecchi, ad uso di scuola, fondati su tale principio. Un cilindro di vetro può ruotare allorquando è posto fra due pettini collegati ai poli della macchina di Holtz. Il cilindro si comporta allora come il disco mobile di una Holtz, impiegata per mostrare la reversibilità delle macchine ad influenza.

Questo modo di rotazione si può avere anche fra due elettrodi a sfera o a disco.

Io ho eseguito l'esperienza con un cilindro di vetro dell'altezza di 17 cm., del diametro di 11 cm. e del peso di 189 g., sostenuto verticalmente mediante un lungo asse di vetro, appoggiante con punte di acciajo su due cuscinetti conici di vetro.

Portato fra le due sfere dei soliti conduttori, dopo breve azione della macchina, esso acquista una velocità di rotazione straordinaria.

Padova. Istituto di Fisica della R. Università
Dicembre 1901.

LIBRI NUOVI

LEÇONS SUR LA THEORIE DES GAZ,

di L. BOLTZMANN.

Traduzione francese di A. GALLOTTI.

(Parigi, Gauthier-Villars. 1902).

Si sa che la teoria molecolare dei gas è stata immaginata più di un secolo e mezzo fa, e che è stata adottata da molti fisici. Ma per molto tempo si considerò soltanto come capace di fornire una spiegazione più o meno semplice dei fenomeni osservati nei gas, per mezzo di alcune ipotesi arbitrarie sulla costituzione delle molecole e sulle loro azioni scambievoli.

Ben diverso è il metodo di ricerca dei teorici moderni, fra i quali il Boltzmann occupa uno dei primi posti. Dalle ipotesi fatte da Maxwell, da Van der Waals e da altri, egli deduce, con metodi matematici rigorosi, il modo col quale devono comportarsi i fluidi riguardo alla diffusione, alla conduttività calorifica od elettrica, alla pressione, all' entropia ecc., e giunge a resultati che spesso concordano con quelli sperimentali. Proseguendo allora il suo studio per analogia egli deduce col calcolo, per casi non ancora sottoposti ad esperienze, altre conseguenze, alcune delle quali son poi state verificate sperimentalmente.

In diversi punti delle sue lezioni il Boltzmann insiste sopratutto nel far notare che non bisogna attribuire il valore di fatti reali alle ipotesi che formano il punto di partenza della teoria: egli anzi non ritiene nemmeno come provata l' esistenza delle molecole. La portata del suo metodo è differente: tal metodo, com' egli dice, è quello delle *analogie meccaniche*. Si rappresentano cioè matematicamente le proprietà conosciute con equazioni che corrispondono alla realtà, ed è logico di credere che le conseguenze matematiche di tali equazioni corrisponderanno pure a proprietà reali, quantunque tuttora igno-

Di quasi tutte le macchine sono indicate le dimensioni principali e i dati esatti degli avvolgimenti; e i resultati dei calcoli relativi sono chiaramente riuniti in una tabella.

A tutti i disegni è unita la scala di proporzione e le parti più importanti sono rappresentate in sezione. Da un copioso indice apparisce la ricchezza e l'importanza che il materiale ha per ciascun costruttore.

In fine è riportata una tavola in scala ridotta.

I TRASFORMATORI A CORRENTE ALTERNATA MONOFASE E TRIFASE,
di GISBERT KAPP.

Traduzione di R. LUZZATTI *e* U. RUSSI.

(Torino, Unione Tipografico Edit., 1901).

L'importanza che hanno i trasformatori nelle industrie elettriche ne rende sempre più necessario lo studio; e il libro del Kapp è uno dei migliori su tale soggetto. In esso, dopo aver definita la natura dei trasformatori ed averne stabilita la formula fondamentale, vengono studiate le perdite che si hanno nella trasformazione, sia per l'isteresi del ferro, sia per le correnti parassite. Nello studio dell'isteresi è tenuto conto della influenza che sulle perdite hanno la forma della curva della tensione e la forma dei nuclei e dei rocchetti. Le curve che rappresentano tali perdite son quelle che sono state ottenute pei migliori materiali ora in uso. Notevoli sono i capitoli nei quali si trattano le regole per la costruzione delle singole parti del trasformatore, che son sempre illustrate da opportuni esempi pratici. In questo libro, che è la traduzione della seconda edizione tedesca, sono stati aggiunti il calcolo *a priori* della caduta induttiva di tensione e il concetto dell'eccitazione trasportata. Tale concetto, quantunque non indispensabile per la ricerca delle condizioni in cui lavora un trasformatore, costituisce il legame logico fra i soliti diagrammi di lavoro dei trasformatori e il diagramma circolare ideato da Heyland per i motori asincroni.

Gli ultimi capitoli trattano del modo di adoperare gli strumenti di misura, sia per la determinazione dell'energia, sia per le prove delle lamiere; indicano le disposizioni di sicurezza dei trasformatori, il loro uso, i calcoli relativi ai loro circuiti e la risonanza fra primario e secondario; e dànno finalmente descrizioni ed illustrazioni utilissime dei tipi più comuni di trasformatori.

A. STEFANINI.

EINLEITUNG IN DIE HÖHERE MATHEMATISCHE PHYSIK.

D.r B. WEINSTEIN.

(Berlino. Ferd. Dümmlers, 1901).

Il carattere speciale di questo libro fa si che, non ostante che oggi si abbiano numerosi e preziosi trattati di Fisica matematica, esso debba riuscire ben accolto dagli studiosi e dai professori di fisica. Limitandosi l'illustre Autore ad esporre i processi più esatti coi quali si possono stabilire i risultati fondamentali di ciascuna teoria e lasciando da parte gli sviluppi meno importanti, che conducono a casi speciali o non hanno una base sicura, ha potuto in pochissime pagine (400) dare agli studiosi il mezzo di esaminare col sussidio delle matematiche lo stato attuale della fisica. A pregio dell' Opera si nota che l'Autore insiste a lungo sui concetti fondamentali che servono alle singole teorie; ai medesimi consacra anzi una prima parte del trattato. Nelle altre quattro parti son trattati successivamente la meccanica, l'acustica ed ottica, il calorico, l'elettricità e il magnetismo.

F. MACCARRONE.

HISTOIRE DES MATHÉMATIQUES DANS L'ANTIQUITÉ ET LE MOYEN AGE.

H. G. ZEUTEN.

Traduit par JEAN MASCART.

(Paris, Gauthier-Villars, 1902).

Questa storia della matematica non è come tante altre una raccolta di biografie dei più illustri cultori di questa scienza, chè anzi, conformemente alle sapienti mire dell'Autore, si deve

rilevare che in essa è stata persino evitata l'inutile massa di dettagli storici, diretti a stabilire chi è stato il primo a scoprire tale o tale altro teorema o a preconizzare tale o tal altro metodo. L'A. preferisce piuttosto che gli studiosi apprezzino esattamente le forme sotto le quali verità o metodi si manifestarono nelle varie epoche e quali applicazioni ne furono fatte. Così partendo dalle origini espone le successive evoluzioni che i medesimi hanno subito fino a quando non hanno preso la fisonomia attuale. Più dei tre quarti dell'Opera sono consacrati alla storia delle matematiche presso i greci, con speciale riguardo all'esame dei libri di Euclide. Il resto tratta delle matematiche presso gli indiani e delle matematiche nel medio evo.

Questa preziosa pubblicazione, già tradotta dal danese in tedesco, è stata nella nuova edizione francese ricorretta dall'Autore e corredata di notevoli aggiunte sull'edizione primitiva danese.

F. MACCARRONE.

RIVISTA

Journal de Physique. T. 1, serie, 4ª.
Gennaio e Febbraio 1902.

BLONDLOT R. *Sopra un metodo atto a svelare piccolissime cariche elettriche* (pp. 5-8). — L'A. dà la descrizione di un elettroscopio o elettrometro idiostatico da lui costruito per studiare la carica, estremamente debole, di una lastra di ottone rettangolare delle dimensioni di cm. 1,3 × 2,8, portata da un manico di paraffina attaccato nel mezzo di una delle due facce.

BLONDLOT R. *Sopra l'assenza dello spostamento elettrico nel caso del movimento di una massa d'aria in un campo magnetico; e sopra la non esistenza di un'azione di un tal campo sopra una massa d'aria che è la sede di una corrente di spostamento* (pp. 8-13). — Le teorie che Hertz da una parte e H. A. Lorentz dall'altra hanno dato dell'elettrodinamica per i corpi in movimento affermano che quando in un campo magnetico si fa muovere una massa isolante normalmente alle linee di forza del campo, si produce in questa massa un movimento analogo a quello di cui Faraday e Maxwell ammettono l'esistenza nel dielettrico di un con-

densatore. Però queste due teorie non gli assegnano lo stesso valore. Lo spostamento di Lorentz è uguale a quello di Hertz, moltiplicato pel fattore $\frac{K - K_0}{K}$, dove K rappresenta il potere induttore specifico del dielettrico in movimento e K_0 quello del vuoto. Resulta che quando il dielettrico in movimento è l'aria, secondo Lorentz, lo spostamento deve essere nullo invece di avere un valore finito come indica la teoria di Hertz.

L'A. ha intrapreso uno studio sperimentale per decidere tra le due teorie.

Per descrivere il metodo impiegato, consideriamo un sistema di coordinate ortogonali di cui supponiamo l'asse OZ verticale. Un campo magnetico uniforme ha le sue linee di forza diretta parallelamente ad OX e nello stesso senso; d'altra parte una corrente d'aria è lanciata nel campo nella direzione e nel senso di OZ.

Per la regola di Fleming, resulta da questo movimento una f. e. m. nella direzione e nel senso delle y negative. Immaginiamo ora di aver disposto nel campo un condensatore costituito di due lastre metalliche parallele a XOZ e congiunte tra loro con un filo metallico. Se l'aria in movimento che costituisce il dielettrico di un tal condensatore è la sede di uno spostamento elettrico, ciascuna sezione del filo sarà attraversata da una quantità di elettricità uguale allo spostamento e le armature saranno cariche l'una positivamente, l'altra negativamente essendo allo stesso potenziale. Se si toglie la comunicazione tra le due armature, resteranno ambedue cariche. Sono appunto queste cariche di cui l'A. si è proposto di verificare l'esistenza, con un dispositivo rispondente in tutto a ciò che è stato detto prima. La conclusione invariabile delle esperienze è che nell'aria lo spostamento non esiste: il che è contrario alla teoria di Hertz e conforme a quella di H. A. Lorentz.

L'A. discute quindi se una massa d'aria, che è la sede di un movimento elettrico, non subisca alcuna azione da un campo magnetico e conclude che, non essendovi tale azione, una corrente di movimento non esercita alcuna azione magnetica.

Curie P. e Sagnac G. *Elettrizzazione negativa dei raggi secondari generati dalla trasformazione dei raggi X* (pp. 13-21). — Il debole potere di penetrazione dei raggi secondari dei metalli pesanti fa pensare ai raggi catodici di Lenard, i quali possono solo percorrere qualche centimetro nell'aria atmosferica, dove sono energicamente diffusi. Da tale analogia gli A. sono stati indotti a ricercare se i raggi secondarii, che sono fortemente assorbiti

dall'aria, trasportino con sè cariche elettriche negative, ed hanno sperimentato tanto alla pressione atmosferica, quanto a pressioni sempre più deboli (fino a mm. 0,001 di mercurio) facendo anche variare la natura dei metalli.

L'insieme dei fatti osservati conduce a pensare che l'emissione elettrica secondaria dei metalli pesanti possiede proprietà analoghe a quelle dei raggi catodici e dei raggi deviabili del radio: le cariche elettriche negative dei raggi sono capaci di dissociare l'elettricità neutra delle particelle dei gas in quantità di elettricità positiva e negativa, considerevolmente superiori alla quantità di elettricità negativa dei raggi almeno finchè il gas studiato non è troppo rarefatto.

BOUASSE H. *Sopra le piccole oscillazioni di torsione* (pp. 21-33).

MERCANTON P. L. *Sopra l'energia dissipata nei dielettrici sottoposti a campi alternativi* (pp. 33-39). — È noto che in un campo elettrico alternativo, la maggior parte dei dielettrici sono la sede di una dissipazione di energia; ma le leggi di tale fenomeno sono ancora molto imperfettamente conosciute.

L'A. si è anzitutto proposto di ricercare come varii la dissipazione d'energia colla natura del dielettrico, incorporando a della paraffina molto pura dei corpi conduttori, isolanti, e mediocri conduttori ed ha trovato che la perdita è inapprezzabile: similmente è nulla per l'olio di vasellina puro, ma è notevole se vi si stempera il 5,9 % di nero fumo.

Tra i solidi che mostrarono una viscosità sensibile è la celluloide e, non sempre, il vetro. Avendo studiato l'influenza delle azioni meccaniche, nel caso presente vibrazioni date da un diapason, l'A. ottenne, per le mescolanze considerate, resultato negativo.

BOUSSINESQ J. *Fenomeni di convezione calorifica posti in equazione e cenno sopra il potere raffreddante dei fluidi* (pp. 65-71).

BOUSSINESQ J. *Sopra il potere raffreddante di una corrente liquida o gassosa* (pp. 71-75).

HEMSALECH G. A. *La costituzione della scintilla elettrica* (pp. 76-90). — Quando una scintilla scocca tra due elettrodi metallici qualsiasi, l'esame spettroscopico ci mostra che le righe dovute al metallo non sono visibili soltanto presso gli elettrodi, ma che spesso vanno da un polo all'altro. Il vapore metallico ha quindi dovuto percorrere lo spazio tra i due elettrodi con una certa velocità e la misura di questa velocità, per i diversi metalli e per le diverse righe di essi, fu lo scopo delle ricerche di Schuster

ed Hemsalech stesso, il quale ora analizza i resultati. Invece di adoprare per l'analisi delle scintille il metodo di Feddersen, fu impiegato, con alcune modificazioni, quello di Dixon consistente nel fotografare la scintilla sopra una pellicola mobile, dopo averne ottenuto lo spettro con un prisma.

Gli elementi necessari al calcolo della velocità delle particelle venivano forniti dalle misure fatte sopra le fotografie.

I migliori risultati furono ottenuti collo zinco, che perciò fu scelto per lo studio in condizioni diverse, facendo variare la capacità del condensatore e la distanza esplosiva. Nello spettro dello zinco ottenuto quando la pellicola si spostava colla velocità di 100 metri al secondo, le righe dell'aria son diritte, le righe metalliche son curvate e allargate: ne risulta che i vapori metallici restano luminosi per un tempo maggiore dell'aria e che le particelle sono proiettate dagli elettrodi con una velocità misurabile.

Un resultato che gioverebbe confermare è che, per una distanza esplosiva di 5 millimetri, le velocità sono maggiori per piccole che per grandi capacità. Per la distanza esplosiva di un centimetro i numeri ottenuti non dànno una differenza decisiva dovuta alla capacità; così, per la capacità di sei bottiglie di Leyda, la lunghezza della scintilla non sembra influire sul resultato. L'A. riporta quindi una tabella in cui si trovano le velocità medie ottenute per i diversi metalli: paragonando tra loro tali resultati ci si può domandare se esista una relazione tra le velocità e i pesi atomici: l'A. può solamente concludere che i metalli di pesi atomici minori dànno le velocità maggiori e per la discussione dei resultati rinvia alla memoria originale [1]).

Se sopra la pellicola mobile si fa cadere l'immagine di una scintilla non decomposta dal prisma, si costata che l'immagine del tratto luminoso resta immobile, mentre l'immagine dell'aureola è allungata considerevolmente verso il centro della scintilla. Le oscillazioni sono visibili solamente quando si interponga tra la pellicola e la scintilla un collimatore provvisto di fenditura.

Una scintilla si produce nella maniera seguente: quando lo strato di aria posto tra gli elettrodi viene attraversato dalla scarica, l'aria circostante è resa incandescente e dà luogo al tratto luminoso: subito dopo, lo spazio compreso tra gli elettrodi si riempie del vapore metallico prodotto e trasportato dalla scarica iniziale e dà luogo all'aureola.

Se si inserisce nel circuito un rocchetto di autoinduzione variabile senza nucleo metallico, si osserva che, aumentando l'auto-

1) A. Schuster e G. Hemsalech. Phil. Trans., t. 193, pp. 189-213, 1899.

induzione, la forma dell'aureola diviene sempre più regolare e il tratto luminoso sempre più debole, dimodochè la scintilla sembra unicamente formata del vapore metallico incandescente.

Anche la natura del metallo degli elettrodi sembra influire sulla forma e sullo splendore della scintilla.

Introducendo nel rocchetto di autoinduzione un nucleo di ferro, le oscillazioni della scarica son distrutte. L'A. ha mostrato che in tale azione ha parte solamente la superficie del nucleo, sostituendolo con un tubo sottile dello stesso diametro ed osservando che l'azione è anche più energica che col nucleo: adoperando invece un tubo di rame si ottiene lo stesso effetto ma indebolito: ne risulta che la soppressione delle oscillazioni dipende da due cause: il magnetismo del ferro e le correnti di Foucault. Pel ferro queste due cause si sommano, pel rame intervengono solo le correnti di Foucault.

Maurain Ch. *Sopra un' azione magnetizzante di contatto e il suo raggio di attività* (pp. 90-100). — In un lavoro recente [1]) l'A. ha studiato la magnetizzazione acquistata dai depositi elettrolitici di ferro ottenuti in un campo magnetico e le proprietà di tali depositi, ed ha osservato che quando il deposito è fatto sopra un elettrodo di ferro preventivamente magnetizzato, questo esercita sugli strati un' azione tale da far loro acquistare una forte magnetizzazione dello stesso senso di quella dell' elettrodo. Questa azione magnetizzante è tanto attiva che se il deposito si effettua in un campo magnetico contrario alla magnetizzazione dell' elettrodo, la sua azione prevale su quella del campo.

È questa un' azione molecolare paragonabile a quelle che producono i fenomeni capillari o anche a quelle che agiscono nell' accrescimento dei cristalli. Nel lavoro presente l' A. studia l' azione in parola e come essa varii quando invece di effettuare il deposito di ferro direttamente sopra l' elettrodo magnetizzato, si ricopre prima questo di sottili strati di un metallo non magnetico.

Camichel e Mandoul. *Esperienze spettrofotometriche sopra la pelle* (pp. 101-105). — L' esperienze, dopo essere state tentate adoprando pelle di rana, di lucertola e di pesce, sono state infine eseguite sulla pelle della regione cervicale della gallina faraona. I resultati ottenuti portano alle conclusioni seguenti:

La pelle studiata è identica nella costituzione fisica al nero fumo.

1) Journ. de Phys., 3. serie, t. 10, p. 123-135, 1901 e Ecl. Elec., t. 26, p. 212-222, 1901.

La pelle assorbe molto rapidamente le radiazioni coll'aumentare della loro rifrangibilità: lascia sopra tutto passare le radiazioni meno refrangibili, che sono utili all' organismo ed elimina le radiazioni più refrangibili che sono nocive.

Bakker G. *Teoria della capillarità* [1]) - III Memoria (pp. 105-115).

Raveau C. *Sopra la storia dei processi messi in opera da Foucault per lo studio degli specchi e degli obiettivi* (pp. 115-116).

M. Allegretti.

The Physical Review.

Vol. XIII, Settembre a Dicembre 1901.

Nichols E. L. *Radiazione visibile del carbone* - II (pp. 129-144). — In questa seconda parte [2]) l'A. riporta le misure eseguite le quali mostrano un fatto inaspettato: al di sopra di 1100° C. l'energia nel giallo dello spettro del carbone, che al crescere della temperatura era andata aumentando con una rapidità relativamente maggiore che agli estremi rosso e bleu, diviene grandissima. La radiazione di aste di carbone presenta una legge di distribuzione molto complicata e una specie di radiazione selettiva rende impossibile lo stabilire una relazione semplice fra la curva di distribuzione e la temperatura.

Northway M. J. e Mackenzie A. S. *Sul periodo di un'asta vibrante in un liquido* (pp. 145-164). — Si trova che l' intervallo di abbassamento, cioè il rapporto fra il periodo di vibrazione nell' aria e quello in un liquido, per un' asta di data sezione trasversale è indipendente dalla lunghezza, ed è quasi lo stesso pel bronzo che per l'acciaio; per aste di data larghezza è inversamente proporzionale alla grossezza e per quelle di data grossezza è direttamente proporzionale alla larghezza; aumenta quasi proporzionalmente alla densità del mezzo ed è poco influenzato dalla viscosità del mezzo.

Franklin W. S. *Il teorema del Poynting e la distribuzione del campo elettrico all' interno e al di fuori di un conduttore percorso da corrente elettrica* (pp. 165-181).

Atkins M. D. *Polarizzazione e resistenza interna di pile elettrolitiche* - II (pp. 182-192). — Le conclusioni principali a cui giunge l'A. sono:

1) Per la 2. memoria v. Journ. de Phys., 3. serie, t 9, p. 394, 1900.

2) Per la prima vedi N. Cimento Novembre-Dicembre 1901 in cui, a pag. 367-368, si trovano anche ricordate le memorie comparse nel n.° di Agosto di questa Rivista.

Elettrodi di rame in solfato di rame e zinco (amalgamato) in solfato di zinco collocati di fresco nelle loro respettive soluzioni danno, con varie correnti, delle curve completamente sodisfatte dalla formula della forma Bartoli-Wiedeburg e dalle equazioni che ne derivano. Con tali elettrodi perciò la resistenza interna è costante.

Elettrodi di argento in nitrato di argento e zinco in solfato di zinco in media danno delle curve soddisfatte da tale formula, mentre elettrodi di platino (levigato) in acido solforico danno risultati diversi.

Gli elettrodi di tutti questi metalli nelle loro respettive soluzioni mostrano un sensibile aumento nella loro resistenza apparente, ma non nella reale.

NUTTING P. G. *Riflessione metallica delle radiazioni ultraviolette* (pp. 193-202). — Il metodo adottato in queste ricerche è puramente fotografico: la intensità della radiazione è ritenuta inversamente proporzionale al tempo necessario a portare due pose alla stessa densità. La sorgente delle radiazioni è la scintilla di un rocchetto che avviene fra due elettrodi formati di una lega di due parti di alluminio per una di zinco. Sono riportati gli spettri riflessi da varie sostanze.

PENDER H. *Sull' effetto magnetico della convezione elettrica* (pp. 203-233). — Vedi *Nuovo Cimento*, Ottobre 1901, p. 241.

BENTON J. R. *Influenza della trazione sulla elasticità dei fili di rame* (pp. 234-245). — I resultati a cui si giunge sono:

Se un filo di rame è prima temperato col riscaldarlo elettricamente fino al rosso e poi stirato, il suo modulo di rigidità decresce, e il modulo di Joung aumenta.

Ogni successiva trazione produce una diminuzione del primo ed un aumento del secondo modulo; le loro variazioni divengono però sempre minori.

Se il filo è temperato dopo una successione di trazioni il modulo di rigidità ritorna ad un valore molto più grande del primitivo, e quello di Joung ad un valore molto più piccolo.

MOORE B E. *Spettro di assorbimento dell' idrato ferrico colloidale* (pp. 246-249).

DUANE W. *Misura assoluta di auto-induzione* (pp. 260-252).

STEWART G. W. *Distribuzione dell' energia nello spettro della fiamma di acetilene* (pp. 257-282). — Mediante uno spettrometro a specchi e a prisma di florite e un radiometro Nichols l'A. studia la distribuzione dell' energia negli spettri forniti da una fiamma cilindrica, da una piana e da un bruciatore Bunsen.

Barus C. *Assettamento temporaneo associato con la magnetizzazione* (pp. 283-306). — In alcuni suoi precedenti studi l'A. giunse alla conclusione che se le deformazioni prodotte in un metallo dai cambiamenti fisici di configurazione molecolare è detta viscosità, questa entra essenzialmente nella magnetostrizione.

Nella presente memoria vengono riferite nuove esperienze eseguite su di un filo di ferro assoggettato a torsione e ad un campo magnetico, e sono riportati i numerosi risultati avuti che confermano il fatto.

Nichols E. F. e Hull G. F. *Comunicazione preliminare sulla pressione delle radiazioni calorifiche e luminose* (pp. 307-320). — Nelle esperienze fin qui eseguite su questo argomento l'azione disturbatrice del gas, che non può del tutto togliersi dallo spazio che circonda il corpo su cui cade la radiazione ha impedito ogni risultato certo. Gli A. cominciano dall'osservare che in vari modi si può conseguire una parziale eliminazione dell'effetto dovuto al gas. Anzitutto la superficie che riceve la radiazione di cui vuol misurarsi la pressione dev'essere il più possibile un perfetto riflettore; deve poi cercarsi la pressione del gas più propizia. L'apparecchio per la misura della pressione deve portare due superfici uguali, simmetriche rispetto all'asse di rotazione e disposte in modo che le forze dovute alla radiazione e all'azione del gas abbiano su di un lato segno uguale, ma sull'altro segno opposto.

Di più la pressione della radiazione raggiunge istantaneamente il suo massimo, mentre l'azione del gas parte da zero e cresce col tempo.

In questa prima nota è descritta la bilancia di torsione e il bolometro adoprati, la disposizione degli apparecchi e il metodo di osservazione.

Rutherford E. *Scarica di elettricità dal platino rovente e velocità degli ioni* (pp. 321-344). — Scopo di questa ricerca è di provare la validità di alcuni risultati ottenuti da considerazioni teoriche sulla conduttività dei gas quando la ionizzazione è limitata principalmente alla superficie di un elettrodo. Una foglia di platino portata al calor rosso da una corrente elettrica forma due superfici fortemente ionizzate davanti alle quali si trova una lamina di rame in comunicazione con un galvanometro che accusa una corrente se la foglia vien portata ad un certo potenziale. Molte esperienze sono eseguite in condizioni diverse. Per vedere se la velocità degli ioni, calcolata in base ai risultati delle esperienze fatte, può rappresentare veramente la loro velocità media attraverso il gas, viene direttamente determinata tale velocità e

si trova che per gli ioni positivi generati dal platino rovente essa non è costante per date condizioni, che cresce al crescere della temperatura del gas attraversato e che la formula teorica trovata dà un valore troppo piccolo.

BLAKER E. *Confronto spettrofotometrico della intensità luminosa relativa del carbone a differenti temperature* (pp. 345-368). — Le numerose misure eseguite confermano i risultati ottenuti da E. L. Nichols (n.° di Settembre, p. 65).

DUANE W. *Nota sugli elettrometri* (pp. 369-377). — L'A. dimostra che nella determinazione dell' effetto Volta di contatto è necessario che tutti i conduttori dell' elettrometro siano della stessa sostanza e le loro superficie nelle medesime condizioni.

NICHOLS E. L. e BLAKER E. *Nota ulteriore sulla radiazione visibile del carbone* (pp. 378-380). — L' anomalia trovata dagli A. nelle radiazioni emesse dal carbone incandescente è con molta probabilità connessa con la dispersione anomala del carbone osservata già da diversi sperimentatori. Gli A. stanno studiando la questione.

G. ERCOLINI.

Drude's Annalen, Vol. 3°, N. 12, 1900.

RIECKE E. *Sopra l' azione reciproca e l' equilibrio dei sistemi di poli trigonali. Contribnto alla teoria della struttura cristallina* (pp. 545-577). — Quando si cerca di rendersi conto delle azioni molecolari, supponendo che ciascuna molecola comprenda due poli elettrici (o magnetici) s' incontrano grandissime difficoltà. Il problema è più facile a trattarsi se si suppone che ciascuna molecola comprenda un sistema trigonale di poli, rappresentato da un esagono regolare di cui i vertici successivi sarebbero dei poli uguali e di segno contrario.

È appunto tale problema che è sviluppato dall'A. in questa Memoria.

JAUMANN G. *Per la teoria delle soluzioni* (pp. 578-617). — È una Memoria che non si presta ad un breve riassunto. Lo scopo dell'A. è di rendere la teoria delle soluzioni indipendente dall'ipotesi degli ioni di Arrhenius e di collegarla invece alla teoria di Faraday e di Maxwell.

GRUNMAACH L. *Determinazione sperimentale della tensione superficiale dei liquidi e dei metalli fusi, per mezzo di misure di lunghezze d' onda effettuate sopra onde dovute alle azioni capillari* (pp. 660-672). — Lord Kelvin ha stabilito la formula

$$v^2 = g \cdot \frac{\lambda}{2\pi} + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\alpha}{d},$$

nella quale v indica la velocità di propagazione delle onde di lunghezza λ, alla superficie di un liquido di tensione superficiale α e di densità d. Se il primo termine della formula si suppone trascurabile, resta (essendo $v = n\lambda$)

$$\alpha = \frac{1}{2\pi} d n^2 \lambda^3.$$

Le misure di λ si fanno all'oculare micrometrico, sopra le frangie di interferenza che producono, alla superficie di un liquido i due sistemi di onde emanate dalle estremità delle branche di un diapason.

L'A. ha eseguito le misure sul mercurio, sull'acqua, sull'alcool, su diverse soluzioni zuccherate, su diversi olii minerali, e in seguito sul piombo, stagno e leghe fusibili, fuse.

HASCHEK E. *Pressioni e temperature nell'interno della scintilla elettrica* (pp. 672-683). — Le esperienze spettroscopiche di Schuster (*Nature*, 57, p. 17, 1897 e 59, p. 350, 1899) hanno permesso di valutare, in differenti regioni della scintilla, la velocità delle particelle materiali trasportate nella scarica elettrica. Da questi dati e da considerazioni puramente teorici, l'A. cerca di dedurre la distribuzione e il valore delle pressioni e delle temperature nell'interno della scintilla.

HOLITSCHER P. *Ricerche sperimentali sopra il magnetismo residuo del ferro* (pp. 683-719). — Le esperienze, effettuate con metodo magnetometrico, si riferiscono tutte ad uno stesso ellissoide di ferro molto allungato, riportato, dopo ciascuna esperienza, ad uno stesso stato, con una smagnetizzazione identica.

I risultati ottenuti dall'A. si spiegano facilmente ammettendo le idee di Wiedemann, ossia supponendo delle forze di attrito o di coesione che agiscano sopra le calamite particolari.

ANGSTROM K. *Sull'ufficio del vapor d'acqua e dell'anidride carbonica nell'assorbimento attraverso l'atmosfera terrestre* (pp. 720-733). — Questa Memoria contiene delle misure quantitative dell'assorbimento della luce per effetto del vapor acqueo dell'atmosfera, e alcuni argomenti in favore di un assorbimento selettivo esercitato dall'anidride carbonica.

BEHN U. *Sopra la densità dell'anidride carbonica allo stato solido e allo stato liquido* (pp. 733-744). — L'A. trova per la densità dell'anidride carbonica allo stato solido il valore medio 1,53.

La densità allo stato liquido è ottenuta col metodo dell'areometro. L'A. ha determinato direttamente, sull'apparecchio stesso, l'errore che vi porterebbe la diminuzione di volume dovuta alle pressioni che l'anidride carbonica sopporta. I valori ottenuti sono

più forti di quelli di Cailletet e Mathias soprattutto alle basse temperature; essi si confondono quasi con quelli di Amagat.

PETRINI H. *Sopra la legge delle azioni interne* (pp. 749-752). – Quando si suppone il mezzo continuo, se il potenziale dell'azione di due elementi di volume è della forma

$$\int dv \,.\, dv' \,.\, \Phi(r) ,$$

bisogna che questa espressione sia tale che l'azione di due elementi infinitamente vicini non divenga infinita. L'A. mostra che la condizione necessaria e sufficiente perchè ciò abbia luogo è che l'integrale

$$\int_0^a \Phi(r) \,.\, r^2 \,.\, dr ,$$

in cui a rappresenta una quantità positiva finita qualunque, sia pure finito.

ATHANASIADES G. *Un nuovo modo di produzione dei battimenti* (p. 753). — Due tubi che dànno il medesimo suono siano montati sopra una soffieria. Se si fa penetrare in uno di essi, dalla parte superiore, l'estremità di una fiamma diretta verso il basso, o se si avvicina alla sua imboccatura a flauto una fiamma posta un po' al di sotto e molto vicina al labbro inferiore della fenditura, si intendono i battimenti, dei quali si regola a volontà il periodo spostando leggermente la fiamma.

M. PANDOLFI.

Vol. IV, Ni. 1, 2 e 3, 1901.

KÖNIG W. *Sulla birifrangenza delle lastre di vetro vibranti trasversalmente* (pp. 1-41). — Nelle lastre di vetro vibranti trasversalmente si nota una doppia birifrangenza: l'una si osserva nei ventri, l'altra nei nodi, allorchè entrambe coesistono nei punti intermedi.

La birifrangenza verificantesi nei ventri è dovuta alla curvatura della lastra e affatto analoga a quella conosciutissima prodotta dalle deformazioni statiche: gli assi sono rispettivamente paralleli e verticali alla direzione di lunghezza della lastra; l'intensità, proporzionale alla distanza dalla linea neutra del mezzo, è perfettamente identica a quella calcolata nel caso delle deformazioni statiche.

L'A. sviluppando la teoria dei fenomeni in proposito, trova per le curve isocromatiche l' equazione:

$$y = \frac{\Delta}{D \, . \sin x} + a \, . \sin x \, ,$$

essendo a l' ampiezza delle vibrazioni, D una grandezza dipendente da a. Dando al parametro Δ tutti i valori positivi e negativi, si ottiene l' insieme di quelle curve.

La birifrangenza nei nodi è dovuta alle forze torcenti prodotte dalle deformazioni della lastra e ha gli assi a 45° dalla direzione di lunghezza: l' intensità, poco considerevole, pare sia massima in mezzo alle lastre. Il rapporto fra la stessa e l' ampiezza delle vibrazioni è in buona concordanza col valore calcolato, applicando la teoria stabilita dal De Saint-Venant pel caso delle deformazioni statiche a quello delle lastre vibranti.

L'A. si ripromette di studiare in una ulteriore memoria la birifrangenza prodotta dalle forze torcenti in una lastra staticamente deformata.

HENSEN V. *Sulla rappresentazione dei suoni lamellari* (pp. 41-60). — Studiate in un lavoro precedente col mezzo d' un apposito apparecchio le vibrazioni d' insieme d' un getto d' aria di forma laminare, l'A. passa qui ad analizzare, mediante delle rappresentazioni fotografiche, i suoni prodotti dall' urto di quel getto contro una fiamma a gaz e a dare la teorica dei fenomeni in proposito.

ZSIGMONDY R. *Sull' assorbimento della luce nei vetri colorati* (pp. 60-71). — L'A. riporta gli spettri d' assorbimento di una larga serie di lastre di vetro colorato, di cui definisce accuratamente la composizione: variando sia la composizione del vetro che la natura dell' ossido colorante, detti spettri subiscono le più profonde modificazioni, ciò che basta per dar ragione delle divergenze nei risultati d' altri autori. L' ossido di cobalto possiede il potere colorante massimo, mentre quello dell' ossido di ferro è minimo, risultato ciò di somma importanza per l' industria del vetro.

SUNDELL A. F. e TALLQVIST HJ. *Sul decremento delle oscillazioni elettriche nelle cariche dei condensatori* (pp. 74-99). — Mentre i valori forniti dall' esperienza per le durate d' oscillazioni elettriche vanno in generale d' accordo con quelli trovati col mezzo della teoria, non si è finora stabilita simile concordanza per i decrementi.

Continuando una previa ricerca sull' argomento in proposito, l'A. mostra, come nel caso della carica di un condensatore si

possa ottenere quell' accordo fra la esperienza a la teoria, introducendo opportune correzioni. Ammettendo che fra la resistenza W del circuito e il decremento logaritmico γ delle oscillazioni esista la relazione lineare:

$$\gamma = a + b\,W\,,$$

essendo i coefficienti a e b certe funzioni delle grandezze caratteristiche del circuito, l'A. accenna che col determinare il coefficiente a si ha un modo di misurare la resistenza d' isolamento d'un rocchetto, come pure la conducibilità delle sostanze poco conducibili. Il coefficiente b si presta poi alla determinazione dei coefficienti d' auto-induzione e di capacità. Per ambedue i coefficienti la teoria va d' accordo colla esperienza.

L'A. ritiene poi che la capacità d' un buon condensatore di mica giunga al valore definitivo dopo di un tempo relativamente breve, sia per le cariche oscillanti che per quelle non oscillanti.

Holborn L. e Day A. *Sul punto di fusione dell' oro* (pp. 99-103). — Gli A. tornano qui a determinare questo punto importantissimo per la graduazione delle pile termiche, servendosi di due loro metodi già descritti nel vol. 4 degli stessi Annali (p. 543), i quali rispettivamente forniscono i valori 1063,0° e 1063,5°, diversificanti fra loro di soli 0,5°. Pare pertanto che entrambi questi metodi sieno del pari attendibili.

Holborn L. e Day A. *Intorno alla dilatazione di alcuni metalli ad alta temperatura* (pp. 103-123). — Gli A. applicano un loro metodo già riportato nel vol. 4 degli Annali ad un dettagliato studio della dilatazione ad alta temperatura dei seguenti metalli: platino, palladio, platino-iridio (80 Pt, 20 Ir), argento, nichel, costantana (60 Cu, 40 Ni), ferro, acciaio. Dei metalli in esame vengono riscaldate da una corrente elettrica delle sbarre di cm. 50 di lunghezza, e si determina accuratamente la caduta di temperatura, misurando le differenze di temperatura fra il mezzo e vari punti verso le estremità delle sbarre; le lunghezze sono determinate col micrometro oculare di microscopi fissi. Gli A. stabiliscono delle variazioni permanenti di lunghezza in un senso o nell' altro ed esprimono la dilatazione fino alla temperatura di 1000° mediante formole di secondo grado, ad eccezione di quella del nichel, la quale esige due formole corrispondenti rispettivamente all' andamento al disopra e al disotto del punto di trasformazione magnetica, ossia 300°, e dell' acciaio, che comincia a comportarsi in modo anomalo fino al disotto del punto di transizione (500°).

Jaeger W. *Sulle irregolarità delle pile campioni al cadmio del Weston* (pp. 123-137). — Dalle recenti investigazioni dell'A.

medesimo e di vari altri esperimentatori era apparso che certe pile del detto tipo all'amalgama di cadmio a 14,3 %, quali vengono usate nell' Istituto fisico-tecnico imperiale di Berlino, hanno un andamento irregolare tra 0° e 5°, eccedendo la loro f. e. m. quella normale di 0,001 a 0,004 volta all' incirca. L'A. mostra come causa di questo fenomeno sia, non già l' esistenza d' un punto di trasformazione del solfato di cadmio come nel caso consimile della pila di Clark, ma una modificazione subita dall'amalgama di cadmio. Avendo però cura di usare un' amalgama meno concentrata, si può facilmente eliminare codeste perturbazioni.

JOHNSON K. R. *Contribuzioni alla conoscenza dei fenomeni producentisi nei rocchetti d' induzione* (pp. 137-165). — L'A., continuando qui le sue ricerche intorno al meccanismo dei rocchetti d' induzione (Vol. 3 degli *Ann.*, p. 244), studia mediante l' analisi la corrente indotta chiudendo il primario, corrente di minore importanza pel funzionamento del rocchetto. Dal fatto che le indicazioni del galvanometro sono identiche per ambo le correnti deduce poi la conclusione che le quantità totali d'elettricità messe in movimento sieno le stesse nei due casi, come lo fa prevedere la teoria; l' elongazione del dinamometro, più grande nel secondo caso, mostra poi d' accordo colla teoria come l'andamento di questa corrente sia più rapido.

Investigando le condizioni delle scariche, ritiene che la distanza esplosiva massima sia proporzionale tanto alla frequenza come all' ampiezza delle oscillazioni, risultato questo che avvalora le vedute del Faraday e del Jaumann. L' intensità della corrente condotta allo spinterometro diminuisce poi al crescere dell' autoinduzione del ramo corrispondente del circuito, ciò che conferma i risultati del Hemsalech; l' intervallo che passa fra due scariche successive, l'A. lo trova in ragione diretta della capacità di quel ramo. Termina dando la teoria delle scariche mute, le quali considera come un fenomeno continuo.

HULSHOF H. *Intorno alla tensione superficiale* (pp. 165-187). — Prendendo le mosse dalle ipotesi su cui è basata l' equazione caratteristica e definendo opportunamente la nozione di pressione molecolare, l'A. mostra coll' analisi, come esista una tensione superficiale, la cui grandezza fornisce per l' energia capillare un valore identico con quello dato dalle teorie termodinamiche, e come cadano le obbiezioni fatte alla teoria della tensione superficiale dai partigiani della teoria termodinamica.

VOIGT W. *Intorno al rapporto numerico tra i due coefficienti d' elasticità dei mezzi isotropi nella teoria molecolare* (pp. 187-197). — L' antica teoria molecolare dell' elasticità fornisce per questo

rapporto il valore $c = 3\,C$, risultato che è in assoluto disaccordo colla esperienza. L'A., dimostrato altravolta che mediante certe ipotesi molto semplici, supponendo cioè le forze elastiche in dipendenza non solo dalla distanza scambievole delle molecole ma pure dalla loro orientazione, e sostituendo la nozione di isotropia molecolare con quella che l'A. dice « quasi isotropia », si può evitare codeste contraddizioni, modifica qui opportunamente le suddette ipotesi, onde togliere certe difficoltà rimanenti.

VOIGT W. *Sull' analogo elettrico del fenomeno di Zeeman* (pp. 198-209). — Coll' aiuto della teoria molecolare di Lorentz-Wiechert l'A. sviluppa qui l'analisi del fenomeno inverso di Zeeman; valendosi delle misure di birifrangenza elettrica del Quincke dimostra che in circostanze particolarmente favorevoli le righe dello spettro d'emissione d'un vapore luminoso, normali alle linee di forza d'un campo elettrico, verrebbero dilatate di soli 0,00004 della distanza delle linee D, ciò che basta a spiegare l'insuccesso di tutti i tentativi per verificare l'esistenza d'un analogo elettrico del fenomeno di Zeeman.

VOIGT W. *Aggiunta alla nota: Sulla modificazione delle vibrazioni luminose propagantesi in un mezzo dispergente e assorbente* (pp. 209-215). — Nella detta nota l'A., valendosi d'un metodo d'integrazione del Riemann, aveva studiato l'equazione

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - 4b \frac{\partial u}{\partial t},$$

fornita dalla teoria elettromagnetica della luce pel caso dei corpi sprovvisti di vibrazioni molecolari proprie. Ora torna sull'argomento, rettificando un errore capitatogli.

STARK J. *Calcolo della conducibilità dei gas percorsi da una corrente nella colonna luminosa positiva* (pp. 215-225). — Aggiunta ad una previa memoria riportata nel vol. 3 degli *Annali* (p. 492). Nel caso in esame si possono adoprare i metodi ordinari; la conducibilità dei gas ionizzati aumenta al crescere della densità della corrente, variando sia la sua intensità, sia la sezione della colonna. A densità eguale è poi maggiore per le sezioni maggiori; aumenta in modo notevole col diminuire della pressione. Quell'andamento l'A. lo esprime mediante opportune formule.

JAHNKE E., LUMMER O. e PRINGSHEIM E. *Critica dell' equazione spettrale del Wien* (pp. 225-231). — Le ricerche di vari esperimentatori hanno ormai dimostrato che l'equazione del Wien non è atta a rappresentare la distribuzione d'energia nello spettro del corpo detto perfettamente nero. Avendo però il Wien tentato di mantenere la sua formula pel caso delle piccole lunghezze d'onda, basandosi sulle deduzioni del Michelson, gli A. mostrano

come precisamente la legge degli spostamenti dello stesso **Wien** renda inammissibile un ragionamento cosiffatto. Ritengono poi che l'indole delle sue deduzioni non consenta conclusioni intorno alla realtà o meno delle ipotesi da lui fatte.

LEWIN L. *Contributo alla storia della telegrafia* (pp. 231-233). — L'A. riferisce un passo di un libro di chiromanzia, da cui risulterebbe l'esistenza d'un sistema di telegrafia magnetica fino dal principio del secolo 12^mo^.

HAGENBACH E. *L'esperienza di rotazione elettromagnetica e l'induzione unipolare* (pp. 233-277). — In vista delle obiezioni sollevate dal Lecher sull'attendibilità delle classiche esperienze di rotazione elettromagnetica di Faraday e di Ampère, l'A. intraprende queste nuove ricerche. Le prove fatte con una calamita girante intorno al proprio asse confermano il risultato preveduto dalla teoria di Biot e Savart, che cioè collegato un punto dell'asse nell'intervallo dei poli, per mezzo di un circuito di forma qualsiasi, con un altro punto dell'asse, il momento di rotazione prodotto è eguale a 2μ, se quest'altro punto è situato all'infuori dei poli del magnete, mentre è zero nel caso di un punto intermedio. Verifica poi che il momento di rotazione prodotto dall'unità di corrente è eguale alla f. e. m. indotta colla velocità angolare unitaria. Siccome poi le esperienze eseguite su calamite eccentriche vanno anch'esse d'accordo colle conclusioni tratte dalla legge di Biot e Savart e verificano segnatamente in tutti i casi la riversibilità fra rotazione prodotta da corrente e f. e. indotta da rotazione, l'A. ritiene che l'esperienza fondamentale in proposito costituisca la conferma della legge suaccennata.

Mostrato in seguito, come si possa dedurre codesta legge col mezzo di un ragionamento semplice assai, passa ad un confronto delle formule di Ampère e di Grassmann, da cui ricava le seguenti conclusioni per le relazioni scambievoli delle tre leggi fondamentali in esame. La rotazione di una calamita intorno ad un asse si spiega egualmente in base alle tre formule; ma adottando quella di Biot-Savart o quella di Grassmann si spiega il fenomeno come l'effetto delle forze interne, cioè delle forze agenti fra le parti del solido girante, essendo nulla l'azione del filo adducente la corrente al sistema rotante; mentre prendendo le mosse dalla formula di Ampère, il primo effetto riescendo nullo, il momento di rotazione è dovuto all'azione del filo esterno. In ambedue i casi si deve però ricorrere all'induzione, per mantenere l'accordo colla legge della conservazione dell'energia.

PASCHEN F. *Sulla legge d'irraggiamento del corpo nero* (pp. 277-299). — L'A. continuando qui le sue investigazioni intorno

alla radiazione detta nera, con un perfezionato dispositivo e mediante il metodo bolometrico studia le curve isocromatiche nell'esteso intervallo di $\frac{1}{\lambda J} = 0,02$ a 0,00001, onde esaminare l'attendibilità della legge di Wien, messa in dubbio da previe ricerche. Verifica che questa legge, pur rappresentando con notevole approssimazione l'andamento di parte di quelle curve, se ne scosta di più in più all'aumentare della lunghezza d'onda, allorchè la legge indicata dal Planck riesce d'accordo coll'esperienza in tutto l'intervallo.

Paschen F. *Determinazione nuova della dispersione dello spato nell'infrarosso* (pp. 299-304). — I risultati di questa determinazione eseguita con dispositivo assai dispergente e sensibile, verificano le formule di Ketteler.

Paschen F. *Determinazione del potere riflettente selettivo di alcuni specchi piani* (pp. 304-307). — L'A. basandosi sulle misure da lui eseguite ritiene che il potere riflettente di buoni specchi ad argento non cresca all'aumentare delle lunghezze d'onda in modo così rapido come l'avevano fatto prevedere le esperienze del Nichols.

Schweidler E. V. *Sul comportamento dei dielettrici liquidi al passaggio della corrente elettrica* (pp. 307-316). — Scopo di questa ricerca fatta col metodo galvanometrico è di riscontrare i risultati poco concordanti di sperimentatori precedenti, fra cui l'Hertz, il Quincke e il Koller. Verificato che i dielettrici liquidi non seguono la legge dell'Ohm, compara il loro comportamento a quello dei gaz ionizzati; ritiene pure che cotesta analogia non sia accidentale ma dovuta al fatto che in ambedue i casi esistono delle cariche libere, negative in vicinanza all'anodo, positive in prossimità al catodo.

Klemencic F. *Intorno all'esame degli acciai magnetici* (pp. 316-323. — L'A. basandosi sulle proprie esperienze, ritiene che gli acciai più costanti rispetto alle scosse violente lo siano meno quanto alla conservazione prolungata. Pare pertanto che il ferro dolce colla sua forza coercitiva minima sia adatto a fornire i migliori magneti permanenti a certi riguardi.

Wachsmacth R. *Sulla determinazione della frequenza delle correnti alternate* (pp. 323-327). — Cenno di un metodo ottico, consimile a quello del Sajmojloff e consistente nel confrontare le oscillazioni della corrente colle vibrazioni d'una molla fissata in un suo punto; metodo molto speditivo, il quale darebbe buoni risultati fra 1 e 100 oscillazioni.

Kerkhof K. *Sulle temperature dei tubi di Geissler* (pp. 327-345). — L'A., misurando col metodo bolometrico del Word le

temperature di un' estesa serie di tali tubi a sezione varia in vicinanza all' anodo e confrontando i risultati delle proprie esperienze coi dati della teoria, rettifica la legge del Wiedemann, ritiene cioè che dette temperature siano *tutt' al più* in ragione inversa dei raggi interni. Inserendo poi nel circuito degli spinterometri di distanza esplosiva crescente, constata che le temperature diminuiscono di quantità di più in più piccole, fino a giungere ad un minimo dipendente dalla pressione. L' intercalare una auto-induzione scema la temperatura in vicinanza al catodo, allorchè la temperatura presso l' anodo viene aumentata.

JAEGER H. *Imagini magnetiche* (pp. 345-367). — L'A. intraprende in questa memoria premiata dall' Istituto Politecnico di Monaco (di Bav.) di ricercare, se introdotto un mezzo ferromagnetico nel campo di un circuito rettilineo, all' effetto di schermo prodotto dal lato opposto corrisponda un analogo effetto rinforzante dal lato stesso della corrente. Costata che una lastra di ferro sufficientemente dolce influisce sulla distribuzione delle linee di forza, come se in coincidenza coll' imagine ottica del circuito vi fosse un altro circuito affatto identico al primo. Impiegando poi due lastre formanti angolo, ottiene degli effetti rinforzanti caleidoscopici, del tutto analoghi a quelli dell' ottica. Tutti quei fenomeni si affievoliscono man mano coll' aumentare della durezza del mezzo magnetico introdotto. Pare pertanto che fra i fenomeni ottici e quelli magnetici esista una nuova analogia tuttora inesplicata.

GRUNMACH L. *Determinazione esperimentale delle costanti capillari di gaz condensati* (pp. 367-378). — Valendosi del metodo delle oscillazioni superficiali proposto da Lord Kelvin, l'A. determina le costanti capillari di vari gaz condensati. Mentre in generale i valori del peso molecolare calcolati in base alla legge dell' energia superficiale dell' Eötvös sono in buona concordanza coi valori trovati direttamente per lo stato gazzoso, il cloro pare vi faccia eccezione, comportandosi come liquido associativo, avente cioè nello stato liquido un peso molecolare maggiore di quello dello stato gazzoso.

RIECKE E. *Movimento d' una particella elettrica in un campo di forza elettrostatica e elettromagnetica* (pp. 378-388). — L'A. studiando teoreticamente questo argomento, ricava dai suoi sviluppi analitici il risultato che, essendo le linee di forza elettrostatica ad angolo retto con quelle elettromagnetiche, l' orbita della particella in esame è una cicloide, il cui asse è normale ad ambedue i sistemi di linee; essendo peraltro paralleli i due sistemi, la curva descritta è una linea elicoidale.

Riecke E. *Sulla stratificazione d' una corrente di particelle elettriche* (pp. 388-402). — Teoria nuova di una corrente di particelle elettriche in un campo omogeneo, colla quale l'A. dà ragione del fenomeno di stratificazione avvenente nei tubi di Geissler.

Stark J. *Intorno alla ionizzazione dei gaz percorsi da correnti e alla scarica unipolare in vicinanza a corpi roventi* (pp. 402-416). — L'A. espone il meccanismo dei gaz percorsi da corrente, onde dar ragione di vari fenomeni. Discorre successivamente delle cause d' ionizzazione nelle correnti dette dipendenti e indipendenti dal valore limite d' ionizzazione per una data intensità di campo, coll' esistenza del quale spiega la « f. e. antagonista » dell' arco elettrico, poscia del fenomeno di ritardo di scarica, dell' ionizzazione unipolare, della differenza di marcia fra l'ionizzazione e l' intensità di campo, dovuta alle variazioni locali dell' intensità e a cui attribuisce la stratificazione in vicinanza al catodo nei tubi di Geissler, dell' influenza della temperatura e da ultimo della scarica unipolare dei corpi roventi.

Van Aubel E. *Sopra il comportamento termo-elettrico di alcuni ossidi e solfuri metallici* (pp. 416-420). — L'A. di questa nota mostra, come le deduzioni di Abt, secondo le quali gli ossidi e solfuri metallici obbedirebbero alla serie di tensione termoelettrica degli stessi metalli, sieno affatto erronee.

Van Aubel E. *Sopra i calori molecolari dei corpi composti e la legge Neumann-Joule-Kopp* (pp. 420-422). — L'A. dimostra che non sempre i calori molecolari dei corpi composti formati con contrazione sono minori delle somme dei calori atomici, e viceversa per quelli formati con espansione, come esigerebbe codesta legge.

Wien W. *Intorno alla teoria della radiazione* (pp. 422-425). — Continuazione della polemica dell'A. col Planck e replica alla critica di Jahnke, Lummer e Pringsheim (*N. Cimento*, pag. 325).

Wien M. *Sulla produzione e misura delle correnti sinusoidali* (pp. 425-450). — L'A. espone qui un metodo nuovo per produrre correnti sinusoidali abbastanza pure e ad alta frequenza. Sull'orlo d' un disco girante fra i poli d' una elettrocalamita sono disposti in serie circolare, in modo analogo ai fori d'una sirena, dei pezzi equidistanti di ferro dolce, i quali rotando alterano periodicamente la distribuzione delle linee di forza e inducono delle correnti periodiche (sino alla frequenza di 17000) in una spirale avvolta sull' elettrocalamita. Queste correnti le si trasformano in correnti sinusoidali, mettendo il periodo proprio del sistema d'accordo colla frequenza delle correnti indotte, intercalando cioè apposito condensatore e modificando l' autoinduzione fin da ottenere

$n^2 = \frac{1}{L \cdot C}$. Così facendo, si rinforza in modo considerevole la componente fondamentale, allorchè quelle superiori rimanendo press'a poco inalterate diventano quasi trascurabili.

In seguito l'A. studia alcuni casi interessanti di risonanza elettrica, accostando al sistema primario anzi descritto un secondo circuito e variando la f. e. indotta. Le esperienze, d'accordo colla teoria data altravolta dall'autore medesimo (*Ann. di Wied.* 62, p. 151, 1897), dimostrano l'esistenza di due massimi e di un minimo coincidente col massimo del circuito primario. Scostando il secondario, diminuendo cioè l'induzione scambievole dei due sistemi, i due massimi s'accostano man mano, rilevandosi allo stesso tempo il minimo suddetto, fin che si ottiene una curva di risonanza ben definita, ad un solo massimo corrispondente ad una determinata frequenza. Questo dispositivo costituisce quindi una soluzione superiore a quelle date fin qui, quantunque puramente teorica, di un problema di somma importanza per la telegrafia Marconi. La frequenza della corrente sinusoidale primaria viene determinata, misurando quella del suono prodotto in un telefono intercalato.

Da ultimo, l'A., esponendo alcuni metodi di misura per le correnti sinusoidali, indica fra l'altro una comoda disposizione del galvanometro a vibrazioni.

WIEN M. *Le costanti acustiche e elettriche del telefono* (pp. 450-459). — In questa nota l'A. impiega la sirena alternatrice descritta nella memoria precedente allo studio delle costanti sia acustiche che elettriche di vari tipi di telefono, da cui ricava il risultato che i telefoni debbano alterare in modo considerevole, ma variabile assai a seconda del tipo adoperato, il metallo della voce umana.

POCKELS F. *Contributo alla teoria della formazione delle pioggie sulla falda delle montagne* (pp. 459-481). — L'A. sviluppa qui la teoria di certi fenomeni di climatologia, di cui risulta fra l'altro che sulla falda delle montagne esiste una zona di pioggia massima, e che la declività della superficie terrestre è di maggior importanza per la quantità di pioggia che non l'altezza assoluta, risultato che confermato dalle osservazioni di Hann.

A. GRADENWITZ.

Philosophical Magazine. Serie 6., Vol. 1, 1901.

BRACE D. B. *Osservazione della risoluzione della luce nelle sue componenti circolari nell' « effetto Faraday »* (pp. 464-475). — Dopo la scoperta di Zeemann l'A. ha ripreso le esperienze che aveva fatto nel 1885 (cfr. *N. Cim.* (3), 20, p. 167) per riconoscere

se la rotazione del piano di polarizzazione in un campo magnetico è dovuta a un cambiamento nella velocità o nella fase dei due raggi circolari che formano il raggio polarizzato linearmente.

Con mezzi più potenti di allora, egli è riuscito nell' intento ricorrendo all' artifizio di far percorrere ad un fascio di luce gialla il sistema di due prismi rettangoli isosceli di vetro pesante, posti con le facce ipotenuse addossate, parallele al campo, e separate da una lamina di mica di tale spessore da rendere la luce circolare a 45° del campo dopo aver subito tre riflessioni totali sulle facce. In tal modo la luce, dopo aver subito parecchie volte tal serie di tre riflessioni è ricondotta, pel passaggio attraverso la mica, a uno stato di polarizzazione quasi rettilinea, ed è ricevuta in un cannocchiale parallelo al fascio incidente. Si vedono allora, eccitando il campo, tre immagini della fenditura: la centrale non polarizzata e le laterali polarizzate ad angolo retto e il senso della polarizzazione mostra che è il raggio circolare la cui rotazione è nel senso delle correnti amperiane che è stato accelerato.

Dal modo con cui son condotte le esperienze l' A. conclude che il fenomeno osservato non può ascriversi ad un cambiamento di fase, ma che è certamente dovuto al fatto che un mezzo attivo non può trasmettere nella direzione del campo altro che vibrazioni circolari.

Smithells A. *Gli spettri dei composti del carbonio* (pp. 476-503). — Scopo principale di queste ricerche è stato di studiare lo spettro così detto di Swan e di spiegarne l' origine. Tale spettro è quello che si osserva quando si brucia nell' ossigeno un idrocarburo o il cianogeno, o quello dell' arco elettrico ottenuto con elettrodi di carbone nell' aria.

L' A. confronta poi tale spettro con quelli dell' ossido di carbonio della fiamma del cianogeno nell' aria, e con quello a righe del carbonio. Dal suo studio egli conclude non esser probabile che lo spettro di Swan sia quello del carbonio allo stato di elemento, perchè lo spettro a righe del carbonio non accompagna sempre quello di Swan, il quale dipende dalla natura dell' atmosfera nella quale si produce.

Willows R. S. *Sull' assorbimento dei gas nei tubi di Crookes* (pp. 503-517). — È noto che il passaggio continuo della scarica in un tubo chiuso di Crookes determina dei cambiamenti nell' aspetto della scarica. L' A. ha eseguito delle esperienze per riconoscere a che cosa è dovuto tal fatto, e da esse conclude che si tratta di un assorbimento del gas per parte del vetro, e per azione chimica. Volendo che la pressione nel tubo resti più che è possibile costante, conviene far il tubo con vetro di Jena anzi-

chè con vetro al piombo o alla soda. Le due prime specie di vetro assorbono l'idrogeno molto meno dell'aria e dell'azoto.

Jeans J. H. *La carica elettrica striata* (pp. 521-529). — È la continuazione di una Nota pubblicata nel 1900 (cfr. *N. Cim.*, (5), 1, p. 238) e contiene la dimostrazione analitica delle conseguenze che si possono trarre dalla teoria che era stata esposta da J. J. Thomson sulla conduttività elettrica nei gas (*Phil. Mag.* (5), 47, p. 253).

Zahm A. F. *Resistenza dell'aria per velocità inferiori a mille piedi al secondo* (pp. 530-535). — Il proiettile, invece di tagliare i soliti fili metallici che formavano dei circuiti elettrici, attraversava dei fasci luminosi, che venivano riflessi mediante prismi su una lastra fotografica moventesi rapidamente. Il passaggio del proiettile era segnato nella fotografia da interruzioni delle immagini luminose. La resistenza dell'aria era dedotta dalla variazione di velocità del proiettile misurata com'è stato detto. La curva che rappresenta i resultati devia da quella che esprime la legge di Newton; la resistenza dell'aria può cioè essere abbastanza bene espressa da $F = a v^2 + b v^3$.

Villari E. *Come l'aria Xata perde la sua proprietà scaricatrice, e come essa produce elettricità* (pp. 535-538). — Vedi *N. Cimento*, (4), 12, p. 91.

Rendtorff E. J. *Sulla doppia refrazione differenziale* (pp. 539-548). — Col metodo già usato dal Brace (*N. Cim.*, (4), 12, p. 75) l'A. studia il modo di combinare lamine di diversi cristalli per ottenere il migliore acromatismo. In una Nota il Brace accenna poi ad un errore che resulta nella misura della doppia refrazione di un cristallo con la compensazione mediante un cristallo noto, se nella numerazione dell'ordine delle interferenze non si conosce il rapporto fra gli ordini medesimi nella combinazione acromatica delle due lamine.

Pierce G. *Sulla doppia refrazione delle onde elettriche* (pp. 548-551). — Riferendosi alle esperienze già pubblicate (*N. Cim.* (5), 3, p. 95) l'A. esamina ora analiticamente la questione se nella teoria di Maxwell la doppia refrazione può essere spiegata con l'assorbimento che i mezzi diversi esercitano sulle onde elettriche.

Secondo la teoria ciò non può avvenire; pur non dimeno la conduttività diversa in diverse direzioni ha una parte non trascurabile nel fenomeno.

Wood. R. W. *Produzione di uno spettro a righe luminose per dispersione anormale, e sua applicazione allo spettro osservato durante gli ecclissi* (pp. 551-555). — Secondo Julius lo spettro a

righe luminose che si osserva durante un ecclisse di sole è dovuto alla dispersione anormale della luce della fotosfera, causata dai vapori metallici che circondano il sole.

L'A. ha riprodotto il fenomeno facendo che la luce di un arco elettrico o del sole attraversi una fiamma Bunsen, contenente sodio, e schiacciata da una lastra metallica orizzontale. Ricevendo la luce in uno spettroscopio che si può alzare e abbassare, per una certa posizione dello spettroscopio si vede lo spettro della fiamma del sodio sovrapposto a quello del sole o dell'arco, poi seguitando a muovere lo spettroscopio, non si vedono più che le due righe del sodio, spostate verso il bleu.

MAIORANA Q. *Sulle intensità luminose relative del sole e del cielo* (pp. 555-562). — Lo strumento usato per confrontare l'intensità della luce solare diretta con quella del cielo, consiste in due tubi girevoli attorno ad un asse comune, che può dirigersi comunque nello spazio. Uno dei tubi porta ad un'estremità una lente a corto foco davanti alla quale è un diaframma di mm. 1,5 di diametro. La luce divergente che proviene dal diaframma è indebolita da due lastre di vetro e poi ricevuta su uno specchio inclinato a 45° sull'asse del tubo. L'altro tubo è senza lente, ma è chiuso da un diaframma iride, che serve ad aggiustare la luce che, dopo aver attraversato due lastre di vetro, cade su un secondo specchio, parimente inclinato a 45° sull'asse del tubo. I fasci riflessi dai due specchi son ricevuti in un oculare, col quale si vede un fondo azzurro illuminato dal cielo, nel cui centro è una macchia rossastra o bianca dovuta al sole. L'apertura del diaframma iride si regola in modo che le due porzioni sieno ugualmente illuminate.

L'A. descrive come si gradua lo strumento, e riferisce le misure fatte a Catania e a Roma, le quali mostrano come la luminosità relativa del cielo dipenda dal vapor acqueo contenuto nell'atmosfera e dall'ora: essa è maggiore verso il sorgere e il tramontare del sole, che verso le ore più calde.

MORTON W. B. *Sulla propagazione delle correnti polifasi lungo un numero qualunque di fili paralleli* (pp. 563-571). Pel caso che i fili che costituiscono il circuito formino gli n lati di un poligono regolare, l'A. trova che la resistenza, l'autoinduzione e la dispersione per unità di lunghezza si posson calcolare, per correnti polifasi, allo stesso modo che si farebbe per due soli fili paralleli alla distanza $2\,r/\eta$, se r è il raggio del poligono, ed η è dato da

$$\eta = \left(\operatorname{sen}\frac{\pi}{n}\right)^{-2\cos\frac{2q\pi}{n}}\left(\operatorname{sen}\frac{2\pi}{n}\right)^{-2\cos\frac{4q\pi}{n}}\cdots$$

essendo q un numero intero. L' A. dà i valori numerici di η per tutti i casi possibili da $n = 2$ ad $n = 12$.

Barus C. ***Influenza del numero dei nuclei attivi e di un campo elettrico sul colore di una nube che si condensa*** (pp. 572-578). — L'A. adoperava un getto circolare di vapore, nel quale era provocata la condensazione mediante volumi più o meno grandi di aria secca, che passava sopra il fosforo mantenuto a 25 o 30°. Il colore della nebbia dipende dal numero dei nuclei per unità di volume, e tende tanto più al bleu quanto maggiore è tal numero.

Un campo elettrico di circa 2000 volta per cm. non mostrò influenza sensibile sul colore della nebbia.

Hilton H. ***Sull'equazione di Van der Waals*** (pp. 579-589. — È una estesa discussione matematica delle proprietà dell'equazione di Van der Waals corrispondente a una famiglia di curve di volume costante o di pressione costante.

Wood R. W. ***Sulla propagazione d'onde cuspidali e sulla loro relazione colle linee focali primarie e secondarie*** (pp. 589-593). — L'A. studia la riflessione di un'onda piana su uno specchio emisferico. L'onda riflessa presenta la forma di un cono vulcanico e di essa sono indicate le principali particolarità.

Kuenen J. P. ***Miscugli di acido cloridrico e di etere metilico*** (pp. 593-598). — Studiando la pressione del vapore di miscugli di acido cloridrico e di etere metilico fino verso il punto critico, l'A. trova che, in conformità di precedenti ricerche di Friedel, tal tensione presenta sempre un minimo, che esiste anche al punto critico.

L'aggiunta di acido cloridrico aumenta la temperatura critica dell'etere metilico, ma non è possibile avere la relazione esatta fra la temperatura critica e la pressione, poichè già al di sotto di 100° fra i due corpi si ha azione chimica che produce cloruro di metile ad acqua.

Richardson S. W. e Lownds L. ***Proprietà magnetiche delle leghe di ghisa e alluminio*** (pp. 601-624). — Gli A. hanno studiato col metodo balistico l'induzione magnetica a diverse temperature in tre anelli formati da leghe di ferro e alluminio, contenenti respettivamente 3,34, 5,44 e 9,89 % di alluminio. La temperatura degli anelli era misurata con una spirale di filo di platino di 0,2 mm.; e un'altra spirale non induttiva di platino serviva a riscaldare l'anello, che era posto in un bagno di sabbia.

I resultati ottenuti dagli A. sono i seguenti:

La perdita per isteresi da prima diminuisce al crescere della temperatura, poi cresce fino a un massimo verso i 550°, tempera-

tura che supera di circa 50° il massimo dell'induzione. Continuando a scaldare, la perdita decresce rapidamente e divien trascurabile a 700°. — Le proprietà magnetiche del campione studiato dipendono dalla sua storia precedente. Non vi è differenza essenziale fra le proprietà osservate durante il riscaldamento e quelle durante il raffreddamento, eccetto che in vicinanza della temperatura che corrisponde al minimo della permeabilità. A 625° si ha un brusco aumento della permeabilità, seguito da una brusca diminuzione durante il successivo riscaldamento; cambiamenti, sono più marcati al diminuire che al crescere della che temperatura. Continui riscaldamenti e raffreddamenti diminuiscono la permeabilità di quelle leghe. La temperatura del minimo della permeabilità varia linearmente colla percentuale di alluminio. Le leghe esaminate al microscopio presentano dei cristalli, che sarebbero come annegati nell'acqua madre solidificata.

Wood R. W. *Sui prismi di cianina e su un nuovo metodo per mostrare la dispersione anormale* (pp. 624-627). — Premendo della cianina fusa fra due lastre di vetro, l' A. ha ottenuto dei prismi di circa 1°, che lasciano passare molta luce verde, e dànno uno spettro anormale; cioè i colori si succedono nell'ordine verde, bleu, violetto, rosso, ranciato. Osservando con uno di questi prismi un arco elettrico attraverso un reticolo, in modo da avere spettri incrociati, si può anche avere direttamente la curva della dispersione anormale.

Wood R. W. *Un reticolo a scaglioni di mica* (pp. 627-629). — Invece di adoprare lastre di vetro come nel reticolo del Michelson, l'A. adopera laminette di mica, in forma di piccoli rettangoli, che sovrappone in modo che gli scalini abbiano la larghezza di 0,5 mm. Lo spessore delle lamine è di 50 lunghezze d' onda del sodio, e quindi con 10 gradini si ha lo spettro del 50° ordine. Tale reticolo non basta a separare le righe del sodio, ma separa bene quelle gialle del mercurio, e si presta meglio di quello a lastre di vetro per farne capire agli studenti il modo di funzionare.

Townsend J. S. e Kirkby P. J. *Conduttività prodotta nell' idrogeno e nell' acido carbonico dal moto di ioni negativi* (pp. 630-642). — Continuando le ricerche del Townsend (cfr. *N. Cim.* (5), 3, p. 96) gli A. hanno studiato la produzione degli ioni negativi nell'H e nella CO_2 e dai resultati ottenuti deducono che la traiettoria media libera di un ione negativo in un gas alla pressione di 1 mm. è circa 4 volte quella delle molecole dello stesso gas. Altre ricerche ancora in corso serviranno a stabilire se la conduttività cresce pel moto degli ioni negativi o di quelli posi-

tivi. Però dalle esperienze fatte con l'aria parrebbe che solo gli ioni negativi fossero capaci di produrre col loro moto altri ioni.

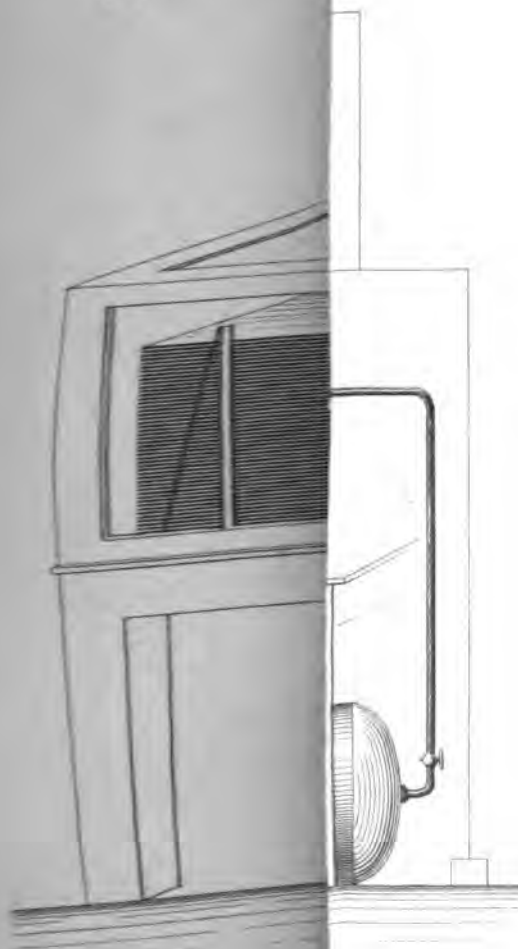
BEATTIE R. *L' isteresi del nickel e del cobalto in un campo magnetico rotante* (pp. 642-647). — Un disco del metallo studiato è appeso ad un filo di torsione, e attorno al disco è fatto ruotare un magnete. La torsione del filo misura l' isteresi rotante, che raggiunge un massimo per una intensità di magnetizzazione di 350 C. G. S. pel nichel, di 700 pel cobalto e di 1350 pel ferro dolce; ma tal perdita per isteresi si annulla quando l'intensità di magnetizzazione è circa 500 pel nichel, 1000 pel cobalto e 1700 pel ferro dolce.

DONNAN F. G. *Teoria delle soluzioni colloidali* (pp. 647-652). — Mentre nelle sostanze cristalline la disaggregazione che si ha nella soluzione procede fino alle molecole, per le sostanze colloidali si arresterebbe, secondo l'A., a particelle di dimensioni finite, e l'A. spiega come si può intendere tale limitazione.

BARKLA C. G. *Velocità delle onde elettriche lungo i fili* (pp. 652-667). — La disposizione adottata è quella di Lecher col ponte terminale, e la misura della velocità era fatta spostando un ponte sui fili per trovare i nodi di vibrazione col metodo di Rutherford della smagnetizzazione che le oscillazioni producono in un ago magnetico che è avvolto da una spira formata dal ponte terminale. L'A. ha così trovato che la velocità delle onde elettriche nei fili di rame dipende dal loro diametro, e la differenza fra le velocità misurate con fili paralleli distanti cm. 7,8 è maggiore assai di quella calcolata da Sommerfeld per fili isolati. Inoltre per fili di ugual diametro la velocità è minore nel platino che nel rame.

A. STEFANINI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

A. BATTELLI e L. M... Vol. III, Tav. IV

SULLA ENERGIA SVOLTA DALLA SCARICA OSCILLANTE DI UN CONDENSATORE NEI TUBI A VUOTO,

del Dott. ANGELO MARESCA [1]).

Nello stato attuale degli studi sulla scarica elettrica, appare di molta importanza il poter conoscere con qualche esattezza la relazione che esiste fra l'energia spesa nella scintilla e gli elementi che costituiscono il circuito di scarica, nelle diverse condizioni dell'una e dell'altro.

Già Paalzow, Villari, G. Wiedemann fecero delle ricerche accurate sull'energia assorbita dalla scintilla alla pressione ordinaria, sia in rapporto alla quantità di elettricità, sia in rapporto alla resistenza del circuito di scarica. Ma i loro risultati non possono che darci una idea quantitativa della quistione.

In un lavoro più recente però W. Kauffmann [2]) determinò in misura assoluta, il calore svolto dalla scintilla, provocata nell'aria alla pressione ordinaria, in un circuito del quale conosceva la resistenza, mentre poteva calcolare l'energia totale adoperata conoscendo la capacità della batteria e il potenziale di scarica. L'esperienze di Kauffmann mostrano che non è possibile equiparare le proprietà dell'intervallo di scarica a quelle di una resistenza metallica, come del resto risulta chiaramente dai lavori del Prof. Cardani [3]) e di Orgler [4]), ma che nella scintilla abbia sede, oltre che una resistenza dipendente dalle condizioni dell'esperienza, una caduta di potenziale costante agli estremi dell'intervallo di scarica.

Anche i Prof. Battelli e L. Magri [5]) in un recente lavoro sulle scariche oscillatorie hanno misurato la quantità di calore

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Wied. Ann., Vol. 60, pag. 653, 1897.

3) N. Cim. (4), Vol. 11, pag. 113, 1900, (5), Vol. 1, pag. 241, 1901.

4) Annalen der Physik, N. 1, 1900.

5) Atti della R. Accad. di Torino. Serie 2, Vol. 51, pag. 335, 1902.

svolta da tali scariche sia nel circuito metallico che nella scintilla. Le loro misure eseguite in condizioni molto diverse hanno sempre confermato che la quantità di calore svolta nella scintilla cresce meno rapidamente della distanza esplosiva, che essa inoltre è pressochè proporzionale (a parità di altre condizioni) all'energia elettrica che si scarica, e che infine la somma dell'energia calorifica svolta nel circuito metallico più quella svolta nella scintilla concorda col valore della energia elettrica posseduta dal condensatore.

Esistono anche ricerche eseguite nell'aria rarefatta, dovute al Prof. P. Cardani [1]), il quale studiò le variazioni dell'energia assorbita nei tubi a vuoto a diverse pressioni, mantenendo costante l'energia totale disponibile e il periodo di oscillazione delle scariche.

Egli trovò che l'energia assorbita dal gas attraversato dalla scarica presenta una profonda modificazione quando, col procedere della rarefazione la scintilla abbandona la forma di nastro brillante per assumere quella di fiocco; in seguito, per rarefazioni più spinte, l'energia assorbita diminuisce e raggiunge un minimo all'inizio dei fenomeni catodici, per ritornare ad aumentare poi col crescere della rarefazione.

Questa breve rivista dimostra che, ad onta dei lavori citati, non si hanno ancora i dati sufficienti per la soluzione del problema cui accennavo da principio. Col presente studio io ho inteso di portarvi qualche nuovo contributo, occupandomi specialmente delle scariche nell'aria rarefatta, e dividendo lo studio medesimo in due parti: l'una intesa a misurare direttamente l'energia spesa nei tubi a vuoto a pressioni differenti, in rapporto alla resistenza del resto del circuito, e l'altra diretta a studiare come dipenda il calore svolto nei tubi stessi dal potenziale di scarica.

La disposizione da me adoperata è la seguente: Una macchina elettrica serve a caricare due batterie di condensatori disposte in cascata, e in serie colle batterie sono poste una resistenza liquida impolarizzabile e il tubo di scarica, messo in comunicazione con una pompa a mercurio. Il tubo di sca-

1) Lavoro citato.

rica poi è circondato, come sarà detto più ampiamente in seguito, dal liquido calorimetrico i cui spostamenti in un cannello capillare riescono proporzionali all'energia assorbita dal gas sotto forma di calore.

Descrizione degli apparecchi.

La macchina elettrica da me adoperata H fig. 1, era del tipo Holtz doppia, (i cui dischi mobili erano del diametro di 70 cm) posta in movimento da un motorino elettrico.

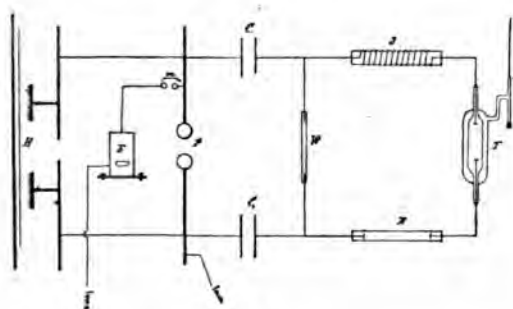



Fig. 1.

I poli della macchina comunicano cogli elettrodi di uno spinterometro micrometrico della forma ideata dal Prof. Cardani [1]).

Esso era costituito da due cilindri di ottone del diametro di 8 mm. circa, cogli estremi affacciati leggermente concavi nella parte centrale e coi bordi arrotondati; riuscivo così ad ottenere una differenza di potenziale abbastanza costante per una data distanza esplosiva.

Le armature esterne di due batterie di condensatori C_1 C_2, ciascuna composta di 4 grandi bottiglie di Leyda, erano poste in comunicazione cogli elettrodi dello spinterometro principale P. Fra le armature interne inserivo il tubo di scarica T, la resistenza liquida impolarizzabile R e una spirale S di filo di rame elettrolitico di 4 mm. di diametro e della lunghezza di

(1 N. Cim. (3), Vol. 35, pag. 158.

16 m. la cui resistenza, anche per scariche oscillanti, era trascurabile rispetto alla resistenza liquida. Infatti, la resistenza della spirale per correnti continue era di 0,020 ohm. e per scariche oscillatorie della frequenza di $n = 10^6$, che era la massima che potevo raggiungere in queste esperienze, introducendo la correzione data dalla nota formola di Stefan [1]), poteva arrivare fino a 0,30 ohm., mentre d'altra parte la resistenza della colonna liquida inserita era in media di 12 ohm.

La resistenza liquida era formata da una soluzione di solfato di zinco in acqua distillata al 23 %; gli elettrodi di zinco erano circolari e del diametro di 7,2 cm.: una scala divisa in millimetri mi permetteva di misurare gli spostamenti dell'elettrodo mobile. In derivazione tra le armature interne ponevo una grande resistenza W, composta da una colonnina d'acqua contenuta in un tubo sottile di vetro: così i condensatori si caricavano lentamente attraverso questa grande resistenza e la scarica scoccava contemporaneamente nello spinterometro principale P e nel tubo a vuoto T.

Calorimetro.

Il tubo di vetro in cui passavano le scariche era cilindrico della lunghezza di 5 cm. e del diametro di 1,5 cm. Alle due estremità erano saldati due tubi sottili, pure di vetro, (fig. 2) in cui erano fissati i fili che portavano gli elettrodi circolari di alluminio $e\,e'$. Al tubo di scarica era saldato alla fiamma un secondo tubo del diametro di 3 cm., il quale portava nella parte superiore un braccio a cui si fissava un cannello capillare termometrico a foro sottilissimo e ben calibro. L'intervallo compreso fra i due tubi si riempiva con toluolo e gli spostamenti del menisco si leggevano con cannocchiale sopra una scala tracciata in millimetri sul tubo capillare.

Per ricondurre il toluolo in fondo alla scala mi servivo del mercurio contenuto nel tubo di gomma C, che potevo sollevare e abbassare a piacere: il rubinetto R mi permetteva poi di separare il mercurio dal resto del cannello. Allo scopo

1) Stefan, Wied. Ann. 41, pag. 400, 1890.

di campionare il calorimetro e poter stabilire le comunicazioni colla pompa a mercurio, introducevo a tenuta d'aria il tubo t' in un altro tubo T il quale comunicava colla pompa, e conteneva nella parte inferiore H poche goccie di mercurio: in questo mercurio pescava poi il filo d'alluminio che reggeva l'elettrodo inferiore e'.

Tutto quanto il calorimetro era racchiuso in una campana di vetro per modo che un considerevole strato d'aria evitasse gli scambi repentini di calore col l'ambiente.

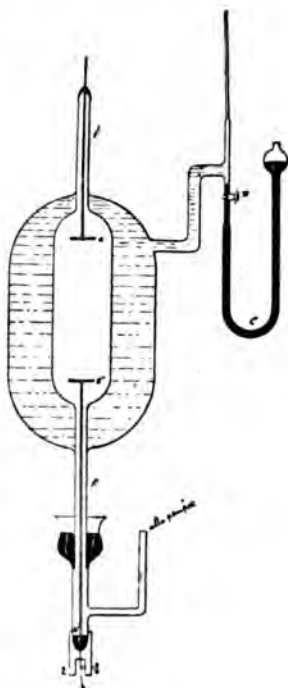
Fig. 2

Campionamento del calorimetro.

Per determinare l'energia corrispondente allo spostamento di una divisione del toluolo, mi son giovato del calore svolto da una corrente continua in una spiralina di costantana, di resistenza pure nota, introdotta nel tubo.

Per questo il calorimetro veniva staccato dal tubo di attacco T; la spiralina, saldata ai capi di due fili di rame, s'introduceva nel tubo di scarica in modo che si disponesse nella parte centrale e si fissavano i fili di rame ai tubi t, t' con glu marino.

La spiralina s'inseriva allora nel circuito di una bussola di Wiedemann, campionata, e si mandava la corrente attraverso il circuito per 30 secondi, facendo le letture al calorimetro di minuto in minuto.

La posizione del menisco nel tubo capillare, anche quando nel tubo a vuoto non passava la corrente, non restava mai costante per effetto degli scambi di calore tra il tubo a vuoto e l'ambiente.

Per tale ragione tutte le letture calorimetriche venivano fatte nella seguente maniera.

Si aspettava che detti scambi avessero preso un regime permanente, si aspettava cioè che il menisco avesse subito spostamenti quasi uguali durante i successivi minuti. Si mandava allora la corrente nella spiralina del calorimetro per 30 secondi e poichè in generale si verificava che il calorimetro riprendeva il suo andamento normale dopo due minuti, si ammetteva che bastassero due minuti perchè il calore svolto nella spirale passasse nel toluolo.

Sottraendo dall' innalzamento s che effettivamente aveva subito il menisco in questi due minuti, l' innalzamento s' (positivo o negativo) che il menisco avrebbe subito in quei due minuti se non si fosse mandata la corrente, si otteneva lo spostamento dovuto al calore svolto dalla spiralina; quest' ultimo viene da me indicato col nome di spostamento corretto.

In pratica le letture al calorimetro si facevano di minuto in minuto. Se s_a, s_b, s_c, s_d rappresentano gli spostamenti letti alla fine di quattro minuti consecutivi, e se la corrente passava nell' intervallo compreso tra la lettura s_a e la s_b lo spostamento totale subito dal menisco è dato da

$$s = s_b + s_c .$$

Lo spostamento s' che avrebbe subito il menisco se in quei due minuti non fosse passata la corrente si può ritenere uguale alla somma dello spostamento s_a osservato nel minuto precedente il passaggio della corrente e di quello s_d osservato quando il calorimetro aveva ripreso il suo valore normale.

Lo *spostamento corretto* è quindi dato da

$$s - s' = s_b + s_c - (s_a + s_d).$$

Questa formula non è rigorosamente esatta; tuttavia l'approssimazione che si ottiene applicando la medesima è sufficiente in ricerche di questo genere.

Indicando con i l'intensità della corrente in ampères, r la resistenza in ohm della spiralina, t il numero dei secondi durante il quale aveva luogo il passaggio della corrente, n gli

spostamenti del toluolo nel tubo capillare; la costante dell'apparecchio era data in Joule da:

$$\lambda = \frac{i^2 r t}{n}.$$

Così ottenni pel valore di questa costante:

$$\lambda = \frac{0,351^2 \times 0,415 \times 30}{119,9} = 0,0127.$$

Esperienze.

In una prima serie di esperienze tenevo costante la pressione nel tubo a vuoto, che era data direttamente in mm. di mercurio dal manometro annesso alla pompa ed inserivo ad ogni determinazione un nuovo tratto di resistenza liquida in modo da inserire nel circuito da un minimo di resistenza, corrispondente ad una colonna di 6 cm., ad un massimo di 36 cm., facendo sei gruppi di determinazioni per ciascuna pressione.

Per ciascun gruppo calcolavo la media degli spostamenti corretti relativi alle singole determinazioni e assumevo quella media come valore definitivo.

Le letture al calorimetro si facevano di minuto in minuto e ad ogni determinazione si mandavano nel tubo 15 scariche in 30 secondi.

In generale poi i singoli spostamenti non differivano dalla media di più del 5,6 %; ma del resto è noto che tali metodi calorimetrici non consentono per le scariche una maggiore precisione. Le correzioni per lo scambio di calore coll'ambiente si facevano nel modo che ho esposto per la taratura del calorimetro con corrente continua.

Nella tabella I si trovano i risultati di tutte le esperienze.

TABELLA I.

Pressioni nel tubo in mm. di Hg	Spostamenti q del toluolo nel cannello capillare per lunghezze R della colonna di $ZnSO_4$ di cm.					
	6	12	18	24	30	36
120	113	92	85	81	78	74
40	123	113	107	103	100	97
20	120	104	88	80	75	72
3	103	88	72	65	61	58

Mi sono occupato di cercare una relazione generale fra le quantità q di calore svolto nel tubo e la resistenza R del resto del circuito, e ho trovato adatta per rappresentare i risultati sopra riferiti, la formola seguente:

$$q = A + \frac{B}{R} \tag{1}$$

I valori più convenienti delle costanti A, B, che entrano nella (1) sono stati determinati col metodo dei minimi quadrati in base ai dati q, R ricavati direttamente dall'esperienze; questi valori sono riportati nella tabella II in corrispondenza alle diverse pressioni.

TABELLA II.

Pressioni nel tubo in mm. di Hg	A	B
120	66,91	304,80
40	91,65	239,20
20	60,47	448,80
3	47,31	414,40

Nella tabella III sono messi in confronto gli spostamenti del toluolo osservati nel cannello capillare e quelli calcolati introducendo nella (1) i valori delle costanti A, B riportati nella tabella II.

TABELLA III.

[illegible] R in cm. [illegible] colonna di $ZnSO_4$ [illegible]	Pressione 120 mm.		Pressione 40 mm.		Pressione 20 mm.		Pressione 3 mm.	
	Spostam. calcolati	Spostam. osservati	Spostam. calcolati	Spostam. osservati	Spostam. calcolati	Spostam. osservati	Spostam. calcolati	Spostam. osservati
6	117,7	113	131,5	123	134,2	120	116,3	103
12	93,2	92	111,5	113	98,8	104	81,8	88
18	83,8	85	104,9	107	85,4	88	70,3	72
24	79,6	81	101,6	103	79,1	80	64,6	65
30	77,1	78	99,6	100	75,4	75	61,1	61
36	75,3	74	98,3	97	72,9	72	58,8	58

Si vede adunque che, dentro i limiti degli errori di queste determinazioni, i valori degli spostamenti calcolati e quelli dati dall'esperienza sono abbastanza concordanti tra di loro. Del resto è stato verificato dal Kauffmann [1]) che una relazione della forma (1) vale anche tra l'energia svolta nella scintilla alla pressione ordinaria e la resistenza del circuito di scarica.

***

Volendo di poi studiare lo sviluppo di calore dèl tubo in rapporto alla differenza di potenziale, ho mantenuto costante la capacità del circuito di scarica ed ho fatto variare, dentro certi limiti, il valore del potenziale stesso, variando la distanza esplosiva allo spinterometro principale P.

L'esperienze erano condotte nel modo seguente:

Si escludeva dal circuito di scarica la resistenza liquida R e al posto della spirale S se ne sostituiva un'altra costituita da un filo di rame elettrolitico di 1 mm. di spessore e della lunghezza di 90 m. fissato sopra un cilindro di vetro di 17 cm. di diametro.

Al principio di ciascuna determinazione si disponeva lo spinterometro P ad una data distanza, la quale era mantenuta costante per una serie intera di esperienze. Mediante il contatto *m*, indicato nella fig. 1, si stabilivano le comunicazioni tra uno degli elettrodi dello spinterometro e l'ago di un elettrometro del Righi E.

La custodia metallica dell'elettrometro e l'altro elettrodo si mettevano al suolo. Le deviazioni δ dell'ago riuscivano al-

1) Lavoro citato.

lora proporzionali al quadrato del potenziale di scarica V, cosicchè era $\delta = \lambda V^2$,
essendo λ una costante.

Il valore di questa costante fu determinato con un elettrometro assoluto del Thomson e risultò uguale a 0,185 U. E. [C. G. S].

Poscia, levate le comunicazioni coll' elettrometro, l' esperienze procedevano come prima, mandando nel tubo 15 scariche in 30 secondi.

Nella tabella IV riporto i risultati, indicando con q gli spostamenti del toluolo nel cannello capillare, e con V il potenziale di scarica in U. E. [C. G. S].

TABELLA IV.

	$V^2 =$	291,8	410,8	486,4	713,6	908
	$V^3 =$	4984	8330	10711	19078	27358
Pressione 60 mm.	$q =$	59	80	92	138	166
	$\frac{q}{V^2} =$	0,202	0,194	0,191	0,193	0,183
	$\frac{q}{V^3} =$	0,0118	0,00960	0,00859	0,00724	0,00606
Pressione 20 mm.	$q =$	61	91	99	143	185
	$\frac{q}{V^2} =$	0,209	0,221	0,204	0,200	0,203
	$\frac{q}{V^3} =$	0,0122	0,0109	0,00924	0,00749	0,00676
Pressione 5 mm.	$q =$	44	68	79	113	141
	$\frac{q}{V^2} =$	0,150	0,165	0,162	0,158	0,155
	$\frac{q}{V^3} =$	0,00882	0,00816	0,00737	0,00592	0,00515
Pressione 2 mm.	$q =$	35	55	63	90	102
	$\frac{q}{V^2} =$	0,119	0,134	0,129	0,126	0,112
	$\frac{q}{V^3} =$	0,00702	0,00660	0,00588	0,00472	0,00373

Dai risultati riportati in questa tabella si può concludere che per i tubi a vuoto, coll'aumentare del potenziale di scarica si mantiene sensibilmente costante il rapporto tra l'energia spesa nel tubo e il quadrato del potenziale.

Per la scintilla alla pressione ordinaria il Kauffmann [1]) aveva invece trovato che, per potenziali di scarica non troppo alti, si mantiene costante il rapporto $\frac{q}{V^3}$. Si avrebbe così una spiccata differenza tra il comportamento di un tubo a vuoto e quello della scintilla alla pressione ordinaria. Prima di formulare una conclusione in questo senso mi è sembrato opportuno di riprendere le esperienze del Kauffmann relative alla quantità di calore che si sviluppa nella scintilla alla pressione ordinaria.

Ho istituito quindi delle esperienze nelle quali, al posto del tubo a vuoto ho messo un nuovo calorimetro fondato sul principio del precedente e uguale a quello usato dai Prof. A. Battelli e L. Magri nel lavoro citato.

Anche in questo caso adoperavo come liquido calorimetrico il toluolo e procedevo alle misure con le stesse precauzioni di prima.

Funzionavano da elettrodi due cilindretti di alluminio dello spessore di 4 mm., cogli estremi affacciati, fra cui scoccavano le scintille leggermente arrotondati, (fig. 3).

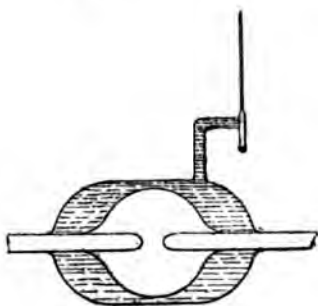



Fig. 3.

I cilindretti stessi erano fissati agli estremi di due baston-

1) Lavoro citato.

cini di ottone, capaci di scorrere in due apposite ghiere per portarli alla distanza voluta.

Gli elettrodi nell' interno del calorimetro, si fissarono alla distanza di 2 mm. la quale rimase costante per tutta la serie dell' esperienze, e l' apparecchio, così disposto, s' inserì, al posto del tubo a vuoto, nel circuito di scarica delle batterie di condensatori. Anche quì, come nel caso dei tubi a vuoto facevo variare il potenziale di scarica allontanando più o meno gli elettrodi dello spinterometro principale P.

In queste nuove misure il numero delle bottiglie di Leyda, in ciascuna batteria, fu aumentato da 4 a 7. Inoltre, in questo caso, ho creduto conveniente di sperimentare con potenziali di scarica all' incirca dello stesso ordine di grandezza di quelli adoperati dal Kauffmann; ho diminuito quindi la sensibilità dell' elettrometro del Righi per avere delle deviazioni comprese dentro i limiti della scala.

La costante dell' elettrometro, determinata in queste condizioni era di 0,108 U. E. [C. G. S.].

I risultati ottenuti colla nuova disposizione sono indicati nella tabella V, in cui q, V hanno il solito significato.

TABELLA V.

q	V^2	V^3	$\frac{q}{V^2}$	$\frac{q}{V^3}$
32	1074	35195	0,0298	0,000909
42	1343	49207	0,0313	0,000853
48	1574	62456	0,0305	0,000768
58	1833	78489	0,0316	0,000739

Si riconosce quindi dalla tabella riportata che le mie esperienze non confermano i risultati del Kauffmann e che anzi, mentre non appare ben definita la relazione tra lo sviluppo di calore nella scintilla, e il potenziale di scarica, tuttavia sembra che riesca meglio verificata la legge secondo cui si mantiene approssimativamente costante il rapporto $\frac{q}{V^2}$; cioè l'energia assorbita dalla scintilla aumenta all' incirca nella stessa ragione secondo cui cresce l' energia totale.

E del resto a risultati analoghi ai miei son pervenuti, per altra via, i Prof. Battelli e Magri nel lavoro sopra citato.

Dai diversi valori di q riportati nelle tabelle precedenti appare come, per una data condizione del circuito di scarica, si presentino delle modificazioni abbastanza sensibili relativamente allo sviluppo di calore nel tubo a vuoto col variare della rarefazione. Ciò è noto, del resto, dalle ricerche che ho citato in principio, del Prof. Cardani, il quale ha fatto su questo riguardo uno studio sistematico.

Avendo io però fra mano un apparecchio che mi permetteva la misura diretta dell' energia assorbita dal tubo a vuoto ho creduto utile di verificare i risultati che il Prof. Cardani ottenne con metodo indiretto e di esaminare inoltre quale variazione si avesse nel comportamento del fenomeno col variare il periodo della scarica oscillatoria.

La disposizione anche in questo caso, rimase la stessa di quella indicata nella fig. 1.

La distanza esplosiva allo spinterometro principale si mantenne costante ed uguale a 3 mm. circa.

Per avere con buona approssimazione il valore della capacità per scariche oscillanti, e quindi anche il periodo, si sostituirono al posto delle ordinarie bottiglie di Leyda due condensatori ad aria, costituiti ciascuno da 13 lastre quadrate, di vetro, delle dimensioni di 60×60 cm. e ricoperte di stagnola.

La capacità di ciascuno di essi fu determinata col metodo del galvanometro balistico, per confronto con un condensatore campione; essa risultò di $22{,}42 \times 10^{-4}$ microfaraday, per i due condensatori disposti sempre, come al solito, in cascata. Nel circuito di scarica s' inserivano il tubo a vuoto e successivamente delle spirali diverse per variare l' autoinduzione.

Il periodo d' oscillazione, essendo trascurabile per lo scopo mio la resistenza del circuito, si calcolava colla nota formola :

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \tag{2}$$

in cui L rappresenta l' autoinduzione e C la capacità.

Le spirali adoperate erano in numero di cinque, che potevo facilmente accoppiare tra di loro. Esse erano state costruite con filo di rame elettrolitico di 1 mm. di spessore, avvolto con grande regolarità sopra cilindri di vetro di diametri successivamente crescenti, sui quali poi era stato fissato con uno strato di gommalacca.

Per la più grande di queste spirali mi son servito di un' autoinduzione campione esistente nel nostro Istituto: il filo è avvolto sopra un cilindro di marmo lungo circa 85 cm. e spesso 24 cm.

Il coefficiente di autoinduzione si calcolava colla formula:

$$L = 4 \pi n n' s$$

nella quale:

n = numero totale delle spire;
n' = numero delle spire per cm.
s = area della sezione in cm^2.

Noto qui che veramente i valori di L, calcolati con questa formula non erano suscettibili di grande esattezza; ma in queste ricerche in cui mi era sufficiente soltanto di conoscere l'ordine di grandezza del periodo, potevo anche accontentarmi di questa prima approssimazione.

Trascrivo nel seguente specchietto i valori L in henry dei coefficienti di autoinduzione relativi alle varie spirali, convenientemente accoppiate e i corrispondenti valori dei periodi di oscillazioni, calcolati colla formula (2), in cui si è posto $C = 22,42 \times 10^{-10}$ farad.

Numero d' ordine	L	$2\pi\sqrt{LC}$
1	$10,03 \times 10^{-5}$	$29,80 \times 10^{-7}$
2	$42,96 \times 10^{-5}$	$61,66 \times 10^{-7}$
3	$87,48 \times 10^{-5}$	$87,48 \times 10^{-7}$
4	$326,2 \times 10^{-5}$	$169,9 \times 10^{-7}$
5	536×10^{-5}	$223,2 \times 10^{-7}$
6	$880,2 \times 10^{-5}$	$280,4 \times 10^{-7}$

Durante il corso dell' esperienze ho mantenuto costante la capacità e il potenziale di scarica del circuito cosicchè tale era anche l' energia totale.

Nel tubo si mandavano 15 scariche in 30 secondi e le letture si facevano al solito ad ogni minuto.

Le pressioni si leggevano direttamente in mm. di mercurio nel provino della pompa.

Riassumo nella Tabella VI i risultati dell' esperienze.

TABELLA VI.

Periodi di oscillazioni	Spostamenti q del toluolo nel cannello capillare per le pressioni di mm.					
	90	45	24	17	13	4
$29,80 \times 10^{-7}$	61	66	73	69	65	51
$61,66 \times 10^{-7}$	59	64	70	62	59	50
$87,48 \times 10^{-7}$	55	61	63	60	56	48
$169,9 \times 10^{-7}$	52	55	61	58	54	43
$223,3 \times 10^{-7}$	49	53	55	52	44	41
$280,4 \times 10^{-7}$	45	51	53	50	42	35

Si vede quindi che per i diversi periodi da me studiati, l' energia assorbita dal tubo aumenta dapprima col diminuire della pressione fino a raggiungere un massimo che, nelle condizioni delle mie esperienze corrisponde a 24 mm. di mercurio, e poscia, col progredire della rarefazione tende a diminuire.

Dalla Tabella VI sembrerebbe lecito poter dedurre che, coll' aumentare del periodo, diminuisce l' energia spesa nel tubo; però è da notare che, restando in ogni caso la stessa la capacità del circuito di scarica, si aumentava il periodo introducendo nel circuito delle spirali di dimensioni crescenti, cosicchè, essendo costante l' energia totale, e crescendo il consumo nelle spirali, diminuiva la quantità di calore svolta nel tubo. Per questa ragione non è possibile trarre nessuna conclusione relativa alla dipendenza dell' energia svolta nel tubo dal periodo d' oscillazione.

Conclusioni.

Riassumendo, dai risultati dell'esperienze mi sembra si possa concludere:

1° Che per i tubi a vuoto, per le diverse rarefazioni studiate, esiste una relazione semplice tra l'energia q spesa sotto forma di calore e la resistenza R del circuito di scarica, data da:

$$q = A + \frac{B}{R}$$

in cui A, B sono due costanti:

2° Coll'aumentare del potenziale di scarica si mantiene prossimamente costante il rapporto tra l'energia spesa nel tubo e il quadrato del potenziale stesso;

3° Contrariamente a quanto aveva trovato il Kauffmann, per la scintilla alla pressione ordinaria vale anche la stessa relazione tra l'energia spesa e il quadrato del potenziale di scarica:

4° Per ciascuna delle frequenze adoperate, l'energia spesa nei tubi a vuoto aumenta col diminuire della pressione, raggiunge un massimo e poi diminuisce.

INFLUENZA DELLA DURATA DI CARICA SULLA DEFORMAZIONE DEI CONDENSATORI.

Nota del Dott. G. ERCOLINI.

1. Ad osservare che l'allungamento di condensatori cilindrici in vetro dipende dal tempo impiegato per caricarli, fu, credo, primo il Prof. Righi [1]); ma avendo trovato che questo tempo influisce solo sull'allungamento che resta dopo avvenuta la scarica, attribuì il fenomeno al calore sviluppatosi nel coibente.

Più tardi il Prof. Cantone [2]) osservò lo stesso fenomeno, ma dalle sue delicate misure risulta invece che la dilatazione residua è sensibilmente proporzionale alla variazione di volume, di cui è una frazione assai piccola, e perciò sembra che solo in ben poca parte il tempo di carica abbia influenza su di essa.

Nessuno, ch'io sappia, ha studiato particolarmente il cambiamento di deformazione dei condensatori col tempo di carica e perciò ho stimato utile occuparmi della questione.

2. È noto che, escluso forse l'etere, nessun dielettrico si polarizza istantaneamente, e che, avvalorata dall'esperienza, si è diffusa da tempo l'idea della completa analogia tra i fenomeni di polarizzazione dielettrica e quelli di deformazione elastica.

In questa via l'Ing. Lombardi [3]), seguendo la teoria che W. Weber [4]), diede alcuni anni or sono, dei fenomeni di elasticità, imagina le molecole d'un dielettrico dotate di assi di polarità elettrica diversa, orientati in tutte le direzioni se il dielettrico è allo stato naturale, in quella del campo se è sotto l'azione delle forze elettrostatiche. Ma la rotazione non può essere istantanea, perchè ad essa si oppongono le forze mo-

1) Nuovo Cimento, T. 6, p. 205, 1879
2) Rendiconti Acc. Lincei, Vol. 4, fasc. 7-8, 1° sem. 1888.
3) Memorie R. Acc. d. Sc. di Torino, T. 44, 1894
4) Pogg. Ann. 34, 1835. — Gott. Sumpt. Diet. 1841. — Pogg. Ann. 54, 1841.

lecolari, e la posizione d' equilibrio si raggiunge con una certa lentezza dipendente dalla costituzione molecolare del dielettrico e dal modo risultante con cui le forze che sollecitano le molecole distanti dal loro equilibrio variano al variare di questa distanza.

L. Houllevigue [1]) invece, dopo aver mostrato che le varie teorie proposte (eccetto però quella precedente che non ricorda affatto) non spiegano tutti i fenomeni conosciuti, segue, completandole, le idee del Maxwell sullo spostamento. L' effetto istantaneo della creazione d' un campo elettrico è dovuto allo spostamento dell' etere nel senso del campo finchè la reazione elastica, esercitata su di lui dal mezzo materiale, fa equilibrio alla forza del campo; l' effetto lento che sussegue deve attribuirsi alla reazione esercitata dall' etere sulle molecole del dielettrico. Sotto l' azione di questa forza le molecole cedono poco a poco in modo che le loro posizioni medie sono trasportate lentamente nel senso del campo, e così aumenta lo spostamento dell' etere.

Più recentemente il Pellat [2]) mostra che, senza fare alcuna ipotesi intorno alla natura della polarizzazione, se si mantiene costante il potenziale delle armature d' un condensatore, basta ammettere che la velocità di polarizzazione del dielettrico sia unicamente funzione della differenza tra la polarizzazione finale e l' attuale, per rendersi esatto conto dei varii fenomeni che presenta il dielettrico stesso [3]).

1) Annales d. l' Univ. d. Lyon, 32, 1897. — Journal d. Phys., T. 6, 1897.

2) Annales d. Chim. e. d. Phys., 7 série, T. 18, 1899.

3) L. Houllevigue dà la formula: $k' = k + \frac{4\pi}{a}$ che lega il potere induttore specifico apparente k' a quello vero k, essendo a il coefficiente di proporzionalità fra la reazione delle molecole opponentesi alla deformazione, e il loro spostamento. Il Pellat dà invece l' altra: $k' = k + 4\pi h$ dove h è il coefficiente di proporzionalità fra la polarizzazione finale e il campo finale. Dal confronto di a con h, e per quello che si deduce dalle esperienze del Pellat e da quelle del Curie (Ann. Chim. et d. Phys. 1889) sulla variazione di h, dovrebbe a essere sensibilmente costante per campi deboli, ed aumentare fino a diventare infinita per grandi valori del campo. Ciò mostrerebbe che, per grandissimi valori del potenziale, le deformazioni dei coibenti non aumentano con esso.

Delle tre teorie sopraricordate mi pare che solo quella dello spostamento si presti molto bene alla spiegazione del resultato interessante ottenuto dal Pérot (C. R., t. 144, p. 1528) che, cioè, il potere induttore specifico, determinato col metodo fondato sulla rifrazione delle linee di forza alla separazione di due dielettrici, verifica la legge del Maxwell ($k = n^2$) anche pei dielettrici a grande residuo.

Secondo dunque queste diverse teorie, l'effetto lento che susségue la creazione del campo, potrebbe spiegare l'aumento di deformazione d'un coibente col tempo di carica.

3. Per vedere se e fino a qual punto questa interpretazione regga, ho creduto necessario di:

a) studiare l'andamento della carica e scarica in funzione del tempo di carica;

b) vedere se e come varia col tempo la deformazione del dielettrico posto in un campo costante.

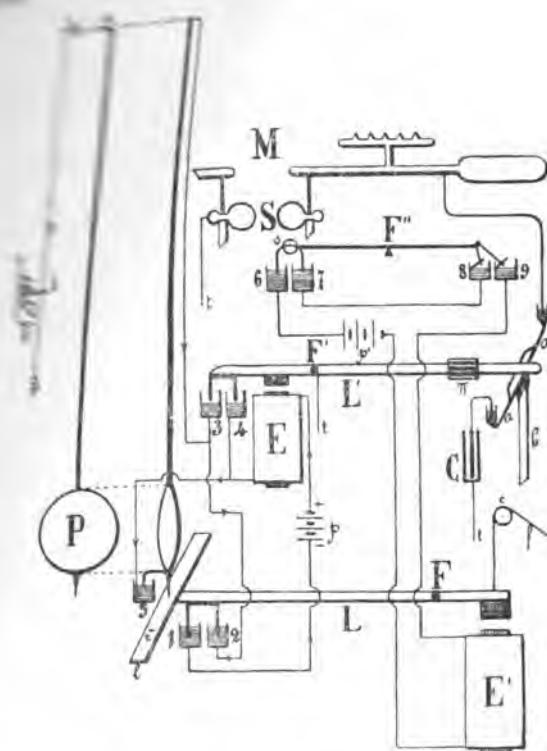
I. — *Deformazioni a potenziale crescente.*

4. Per questa ricerca era necessario misurare esattamente il tempo di carica, e quindi occorreva:

1.° determinare l'istante in cui la carica comincia. Ho adottato la seguente disposizione:

Una leva rigida L, (v. figura), girevole attorno ad F, porta orizzontalmente ad un estremo una striscia di legno *l* che si trova ad 1 mm. di distanza dalla punta del pendolo P d'un grande orologio a secondi, ed una forcella metallica al di sopra dei pozzetti di mercurio 1 e 2. Una seconda leva metallica L', girevole intorno ad F', in comunicazione costante col suolo, porta ad un estremo una forcella sopra i pozzetti 3 e 4 e un pezzo di ferro dolce davanti all'elettrocalamita E; verso l'altro un peso π che la fa ben poggiare sull'asta *a* sorretta dalla bacchetta isolante *b* e di cui una estremità comunica col condensatore in studio C, l'altra con una sfera dello spinterometro S in contatto con un polo della macchina M, di cui l'altro pettine è a terra insieme alla seconda sfera di S.

A principio si solleva *l*, in modo che, appoggiato contro un piccolo rialto *r*, P resti permanentemente deviato; tirando poi la funicella *f*, che passa per la carrucola *c*, L si abbassa, P comincia ad oscillare, e passando per la posizione di riposo, l'appendice metallica ad esso raccomandata sfiora la superficie del mercurio del pozzetto 5, la corrente della pila *p* passa in E, L' si solleva da *a*, mette in comunicazione i pozzetti 3 e 4, che sono in derivazione sul circuito, la corrente quindi per-

[illegible] il condensatore si carica, se M già funzio-
[illegible]

2.° determinare l'istante in cui avviene la scarica. — Al di sotto della sfera isolata di S ho messa una pallina di sambuco s attraversata da una sottile forcella metallica che fa comunicare fra loro i pozzetti 6 e 7 ed è portata da una leva leggera ed isolante, girevole intorno ad F", all'altro estremo della quale si aggancia una forcella, tenuta inclinata e distante dal mercurio dei pozzetti 8 e 9 mediante due dischetti di carta ad essa attaccati verso le estremità.

Quando la carica di C comincia, s si solleva [1]), l' ultima forcella si dispone verticalmente sui suoi pozzetti facendoli co-

1) Occorre un po' di cura nel regolare, per ogni distanza esplosiva, la distanza fra s e la sfera di S, specialmente se il tempo di carica è breve. Un opportuno battente impedisce ad s di sollevarsi più del necessario.

municare; allorchè avviene la scintilla in S, si abbassa s e la corrente della pila p' circola nell'elettrocalamita E', che attira l'ancora fissata ad L: il circuito di p allora si apre, L' mette al suolo C ed M; e l, venendo ad urtare contro la punta, ferma istantaneamente il pendolo.

Per assicurar bene questa istantaneità, sulla l ho spalmato un sottile strato di mastice che, di quando in quando, riporto allo stato primiero passandovi sopra una lama calda di coltello.

3.° misurare il tempo decorso fra la carica e la scarica. — Al suo punto di sospensione P porta, ad angolo retto, un'asta rigida n, da cui parte un filo φ, teso da un pesettino π', fissato con cera attraverso ad una lastrina metallica λ che, per mezzo di due punte, poggia sul sostegno T; ad essa è raccomandato lo specchietto σ, davanti al quale si trova un cannocchiale con scala, ed una massa m mantien fisso il contatto delle punte.

Dalla posizione della lancetta dei secondi e dalla deviazione di σ, servendomi di una tavola che dà la fase di oscillazione in funzione dello spostamento, deduco facilmente la durata di carica.

Nel mio caso una oscillazione semplice comprende sulla scala 140 cm., e la sua durata, dedotta da numerosi confronti con un orologio a quinti di secondo, è di 0",987. Da esperienze preliminari, fatte mediante caduta di un peso, mi sono accertato che le deviazioni di σ concordano entro i 6 mm.; sicchè credo di non esser molto discosto dal vero ritenendo che con questa disposizione si ha con sicurezza il centesimo di secondo.

5. I vari condensatori studiati sono formati da una canna di vetro che da una parte termina con una callotta sferica, dall'altra con un tubo stretto a grossa parete, che piegasi ad angolo retto e finisce in un tubo capillare calibro, lo stesso per tutti i condensatori.

L'armatura interna è costituita da acqua di fonte disaerata, poichè il riempimento dei recipienti vien fatto, come quello di una canna barometrica, mediante la macchina pneu-

matica: l'esterna è stagnola bene aderente [1]) e sempre in comunicazione col suolo: un filo di rame, collegato con una Voss, mandata a mano il più uniformemente possibile, pesca fin quasi al fondo dei cilindri, nei quali penetra attraversando un tubetto saldato presso la piegatura del tubo portante il capillare e che viene poi riempito di mastice.

Ogni condensatore vien posto verticalmente entro un cilindro metallico, in comunicazione col suolo, del diametro di 10 cm., e contenuto in una cassa di legno di 30 × 30 × 95 cm. e da essa separato mediante trucioli di legno: una seconda cassa più grande racchiude tutto.

Il capillare esce orizzontalmente da una parete ed è osservato con un microscopio munito di micrometro oculare.

Sarebbe stato desiderabile di eseguire su ogni condensatore contemporaneamente la misura della variazione di lunghezza e quella di volume interno; ma per la prima dovendosi usare il metodo del Fizeau, come il più sicuro e diretto, non si avrebbe avuto nessun particolare sul moto di ritorno del condensatore alle condizioni iniziali, tranne nel caso in cui lo spostamento fosse minore di una frangia [2]). Perciò mi son dovuto limitare allo studio della sola variazione di volume interno.

Molti sono i condensatori studiati, ma qui riferirò le misure complete eseguite sopra otto di essi delle seguenti dimensioni:

N.°	Diametro esterno	Lunghezza dell'armatura esterna [3])	Grossezza della parete
1	mm. 6,4	mm. 673,80	mm. 0,30
2	» 7,5	» 717,25	» 0,35
3	» 10,9	» 709,55	» 0,49
4	» 9,1	» 730,45	» 0,50
5	» 6,8	» 651,60	» 0,51
6	» 9,2	» 693,40	» 0,52
7	» 15,6	» 682,20	» 0,60
8	» 9,2	» 688,40	» 0,90

1) Sostituendo alla stagnola un sottile strato di acqua, non ho avuto nessuna differenza apprezzabile nel comportamento di un recipiente.

2) Cantone, l. c.

3) Non compresa la callotta sferica.

Compendio i risultati ottenuti nelle seguenti tabelle ove D indica la distanza esplosiva in mm. allo spinterometro S, munito di sfere di ottone di 2 cm. di diametro e la cui distanza può determinarsi, al 0,1 mm., mediante scala con nonio; *t* il tempo di carica in secondi; *d* il numero delle divisioni del micrometro ottenute fino alla scarica; δ quelle che, appena essa è avvenuta, mancano al menisco per ritornare alla posizione primitiva; δ' quelle che la sopravanzano in ultimo.

Condensatore N. 1.

D = 1				D = 2				D = 3			
t	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'
0,51	1,8	—	—	1,70	6,0	1,0	0,5	2,32	13,0	3,0	1,5
1,06	1,8	—	—	2,05	6,0	1,1	0,5	3,51	13,1	3,0	1,6
2,05	2,1	0,1	0,2	6,21	7,8	1,5	1,0	5,62	15,0	3,6	1,9
7,91	2.7	0,3	0,5	15,78	10,0	2,5	1,5	14,08	20,0	6,1	2,5
9,09	2,8	0,3	0,6	23,03	12,0	3,2	2,1	27,19	26,0	10,2	4,5

Condensatore N. 2.

D = 1				D = 2				D = 3				D = 4			
t	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'
0,40	1,5	—	—	1,61	7,0	1,6	0,6	2,01	11,0	2,0	1,3	2,81	20,0	3,5	2,3
0,98	1,5	—	—	2.15	7,0	1,6	0,6	2,55	11,0	2,1	1,4	3,28	20,1	3,5	2,4
1,21	1,6	—	0,2	3,10	8,0	2,0	0,9	3.29	12,0	2,3	1,6	4,15	21,0	4,0	2,6
5,08	2.3	0,3	0,4	7,11	9,3	2,2	1,3	6,13	15,0	3,1	1,8	10,39	25,0	6,0	3,3
11,85	3,2	0,5	0,8	10,15	11,0	2,5	1,5	9.21	17,0	3,5	1,9	14,89	28,0	8.0	3,7
—	—	—	—	16,99	13,0	3,0	1,9	15,78	19,0	4,0	2,3	20,01	31,0	10,0	4,0

Condensatore N. 3.

0,28	1,3	—	—	0,69	4,0	0,3	0.4	2,05	8.0	0.6	0,5	2,61	13,0	1,0	1,0
0,95	1,3	—	—	1,11	4,0	0,4	0,5	3.27	8,0	0.5	0,5	3.11	13,0	1,0	1,1
1.59	1.6	0.1	0,1	4.34	4,5	0,4	0,6	5.53	8,5	0,7	0,8	4.98	15.0	1,6	1,3
4.31	2,0	0.2	0.3	8.49	5,0	0,6	0,8	10 22	9,8	1,1	0,9	9,88	16.3	2,5	1,7
7,37	2,1	0.2	0,4	13,26	5,3	0,7	0,9	14,92	11,5	1,4	1,1	14,12	17,2	2,7	1,9
14,33	2,6	0,3	0,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Condensatore N. 4.

D = 1				D = 2				D = 3				D =	
t	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*
0,57	0,9	—	—	0,79	2,8	0.2	0,3	1,95	4,8	0,3	0,8	2.02	8,0
1,00	0,9	0,1	0,1	2,03	2,8	0,2	0,4	2.13	4,8	0,2	0,8	3,05	8,0
3,25	1,0	0,1	0,2	3,96	3.0	0,3	0,6	4,23	5,1	0,3	0,9	7,95	10,0
5,05	1,2	0,2	0,2	9.13	3,8	0,4	0,8	7,10	5,5	0,4	1,1	15,77	12,0
7,95	1,3	0,2	0,3	14,81	4,4	0,5	1,0	12,66	6,0	0,6	1,3	—	—
13,78	1,6	0,3	0,4	—	—	—	—	28,01	8,0	2,3	1,8	—	—

Condensatore N. 5.

D = 2				D = 3				D = 4				D =	
t	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*
0,81	1,1	—	—	0,79	2,5	—	0,8	1,22	3,8	0,7	1,7	1,17	5,8
1,76	1,1	—	0,1	1,91	2,5	—	0,8	2,49	3,8	0,7	1,6	3,29	5,8
2,31	1,3	—	0,2	5,21	3,8	0,4	1,1	3,57	4,5	1,0	1,8	4,21	6,8
8,45	2,0	0,3	0,8	6,97	4,1	0,5	1,2	8,51	5,8	1,6	2,7	7,42	8,0
14,15	2,5	0,5	0,9	12,10	4,8	0,6	1,5	25,35	7,9	2,5	3,3	20,21	9,5
17,33	2,7	0,6	1,2	18,21	5,2	0,8	1,7	—	—	—	—	—	—

Condensatore N. 6.

0,51	**2,0**	**—**	**0,3**	**1,87**	**4,0**	**0,5**	**1,0**	**1,95**	**7,0**	**0,6**	**2,5**	**2,61**	**11,0**
1,81	**2,0**	**—**	**0,3**	**2,95**	**4,0**	**0,5**	**1,1**	**3,00**	**7,1**	**0,7**	**2,6**	**3,47**	**11,0**
2,31	**2,1**	**0,1**	**0,4**	**3.71**	**4.2**	**0,5**	**1,2**	**4,15**	**7,3**	**1,0**	**2,7**	**5.17**	**11,2**
4,97	**2,5**	**0,2**	**0,6**	**10,11**	**5,1**	**0,7**	**1,4**	**12,16**	**8,1**	**1,2**	**3,1**	**8,23**	**12,0**
8,37	**3,3**	**0,3**	**1,2**	**17,13**	**5,8**	**0,9**	**1,8**	**19,14**	**9,0**	**2,0**	**4,5**	**—**	**—**

Condensatore N. 7.

D = 1				D = 2				D = 3				D =	
t	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*
0,37	1,7	—	—	0,65	4,8	0,2	0,6	2,01	9,5	0,6	0,8	2,06	20,0
1,10	1,7	—	—	1,71	4,8	0,4	0,6	2,25	9,5	0,6	0,8	3,00	20.0
2,01	1,8	—	0,3	3.27	4,9	0,4	0,6	3,12	9,6	0,6	0,8	13,10	23.0
4,17	2,0	—	0,4	11,77	5,7	0,7	0,9	6,03	11,0	1,2	0,9	17,59	24,0
10,06	2,4	0,1	0,5	17,16	7,3	2,0	1,3	15,71	13,2	3,0	1,5	—	—

Condensatore N. 8.

D = 2				D = 3				D = 4				D = 5			
t	d	δ	δ'	t	d	δ	δ'	t	d	δ	δ'	t	d	δ	δ'
1,11	0,7	—	—	1,75	1,6	0,2	0.5	1.77	2,8	0,4	1,0	1,91	4,0	0,4	1,8
1,61	0,7	—	0,2	2,88	1,6	0,2	0,5	2,15	2,8	0,4	1,0	2,21	4,0	0,4	1,9
6,12	0,9	—	0,3	4,95	2,0	0,3	0,6	4,04	3,2	0,5	1,2	7,41	5.8	0,7	2,0
10,24	1,3	—	0,5	9,77	2,5	0,4	1,0	19,79	5,9	2,0	1,8	15,36	6,9	1,1	2,7
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	21,32	7,4	1,3	2,8

Da queste tabelle si ricava principalmente che:

1° La deformazione dei condensatori aumenta al crescere del tempo di carica, eccetto che nei primi momenti in cui si conserva sensibilmente costante, in generale, per un tempo tanto più lungo quanto maggiore è il potenziale: l' aumento di deformazione diminuisce con la durata di carica [1]).

2° La scarica non riconduce un condensatore alle condizioni iniziali: la deformazione residua cresce elevandosi il potenziale e la durata di carica.

3° Dopo un certo tempo, sempre assai breve, il condensatore ritorna alle condizioni iniziali, le sorpassa e rimane deformato per un tempo lungo (non mai minore di 5' circa).

La deformazione persistente, quasi sempre maggiore della residua, aumenta crescendo il tempo di carica e il potenziale e diminuendo la grossezza della parete.

È da osservare che parecchi condensatori, dopo trascorsi diversi giorni dalle prime serie di esperienze, vennero di nuovo assoggettati allo studio e dettero risultati concordanti coi precedenti.

Regolando opportunamente la comunicazione fra la stanza delle esperienze ed una attigua, posta a tramontana, sono riuscito a mantenere la temperatura pressochè costante: in tutto il lungo periodo delle ricerche è variata da 8°,3 C. a 10°,5 C.

1) Nella deformazione indicata con d è compresa quella dovuta alla carica e la istantanea dovuta alla scarica.

II. — *Deformazioni a potenziale costante.*

6. Per ottenere un potenziale costante ed abbastanz
vato sono ricorso alla differenza di potenziale che si può
fra due punte, in comunicazione con la macchina ele
tra cui si produca un effluvio elettrico permanente. Per
rarla, non avendo nessun mezzo, mi sono costruito un
trometro così fatto: Un comune ago magnetico lungo 1
può ruotare sopra la punta isolata d'un ago da cucire, e
ad ogni estremità un filo d'alluminio che sorregge una s
di midolla di sambuco, dal raggio di 5 mm., resa cond
col ricoprirla d' uno strato di porporina (solfuro di s
stemperata in una soluzione di gomma. La distanza fra
tri delle sfere è di 18 cm. e accanto a queste se ne tr
in posizione fissa, due altre di ottone del raggio di 11
Tutto è collocato sotto una campana di vetro, ricoperta
terno di stagnola in comunicazione col suolo, fuorchè p
striscia orizzontale larga 3 mm. e lunga un 25 cm., ch
mette di vedere la rotazione delle sfere mobili che a
allorchè l'ago e le quattro sfere comunicano con una so
di elettricità, e si legge su di una scala in mm. incollat
campana esternamente e subito al di sotto della striscia
ciò la sfera mobile vicina porta un indice di mica sottile
in nero.

L'ago trovasi un po' spostato dal meridiano magnet
modo che, quando tutto è al suolo, le sfere mobili ade
bene con le fisse. Caricando il sistema le prime devian
cendo la componente orizzontale del campo terrestre. Per
zare le escillazioni ho munito l'ago di due fili di all
terminanti con un'aletta che pesca nell'olio d'oliva con
in una vasca.

Ho graduato questo elettrometro [1]) mediante lo sp

1) Conoscendo il valore della componente orizzontalo H del campo terre
momento M dell'ago, si può calcolare il potenziale V corrispondente ad ogni de
Infatti: Sia L la distanza fra i centri delle sfere mobili, a la distanza fra le sf
si fanno equilibrio la ripulsione F e H, e α l'angolo che fa l'ago col meridian

metro S ed una batteria di condensatori servendomi delle tavole del Heydweiller [1]).

Con tale elettrometro ho potuto fare due spinterometri a finissime punte di ottone poste ad una tale distanza da avere fra esse, durante l'effluvio costante, la differenza di potenziale corrispondente rispettivamente a $D = 1$ e $D = 2$ mm. fra le sfere di S.

7. La disposizione adottata in queste esperienze è la seguente:

Lo spinterometro a punte è in comunicazione coi poli della macchina M e con le armature di una batteria di otto grandi bottiglie, di cui l'esterna è al suolo. L' armatura interna del condensatore in esame C fa capo all'asta a e ad un pozzetto di mercurio prossimo ad un altro collegato col polo isolato di M. Il pendolo P oscilla continuamente, e il suo battito è di guida a chi gira la macchina per mantenerla in moto uniforme. Quando l'efflusso fra le punte si è stabilito, mediante un filo si alza la leva L', e, ad un momento determinato, si carica istantaneamente C facendo comunicare i due pozzetti, isolati, per mezzo d'un gancio metallico, provvisto di manico isolante, che si abbassa a mano con rapidità: indi si fanno le letture al microscopio di 5" in 5" e si scarica in ultimo il condensatore abbassando rapidamente L'.

Avanti ogni serie di esperienze mi assicuro che la distanza fra le punte dello spinterometro corrisponda esattamente alla distanza esplosiva voluta; del resto l'elettrometro è sempre in comunicazione con la batteria dei condensatori, e l'ago man-

tica. Si prolunghi a di $b = \frac{F}{2}$ e sia c la sua componente tangenziale che, con la simmetrica rispetto alla punta su cui ruota l'ago, forma la coppia deviatrice. Uguagliando il momento di questa (c L) con quello della coppia orizzontale terrestre (M H sen α), con considerazioni geometriche semplici si trova:

$$F = \frac{4\,M\,H\,\mathrm{sen}\,\frac{\alpha}{2}}{L}$$

che, uguagliata alla forza di ripulsione delle quattro sfere di raggi R e R', fornisce:

$$V = \sqrt{\frac{2\,L}{R\,R'}\,M\,H\,\mathrm{sen}^3\,\frac{\alpha}{2}}\ .$$

1) Wied. Ann. Band 48, 1893.

tiene assolutamente costante la sua deviazione, finchè si
la macchina con sufficiente uniformità.

Per assicurare la costanza di temperatura ho eseguito le
rienze in quelle ore in cui il termometro mostrava vari
impercettibili e il menisco del tubo capillare era perfetta
immobile. Era evitato il più piccolo irraggiamento fra l'
vatore e il capillare. Con tali precauzioni ho potuto
resultati concordanti, anche per cariche molto lunghe. R
una delle diverse serie eseguite per tempi di carica più
simi a quelli delle prime esperienze:

Cond. N.°	D = 1				D = 2		
	t	d	δ	δ'	t	d	δ
1	5	2,0	0,2	2,0	5	7,0	3,5
	10	2,3	0,3	2,2	10	9,0	4,9
	—	—	—	—	15	9,7	5,1
	—	—	—	—	20	10,3	5,3
2	5	2,5	0,7	1,0	5	8,3	5,1
	10	2,8	0,9	1,3	10	9,3	5,2
	15	3,4	1,0	1,5	15	10,0	5,5
	—	—	—	—	20	10,6	5,7
3	5	1,9	0,2	0,3	5	5,0	2,4
	10	2,1	0,3	0,4	10	5,6	2,7
	15	2,4	0,5	0,6	15	6.0	3,1
4	5	0,9	0,1	0,6	5	3,0	0,8
	10	1,0	0,0	0,8	10	3,4	1.0
	15	1,0	0,0	1,1	15	3,7	1,1
5	—	—	—	—	5	1,1	0,2
	—	—	—	—	10	1,0	0,0
	—	—	—	—	15	1,0	—0,1
	—	—	—	—	20	0,9	—0,2
6	—	—	—	—	5	2,0	0,4
	—	—	—	—	10	2,7	0,5
7	5	2,3	0,8	0,2	5	6,2	3,5
	10	2,6	1,0	0,5	10	6,5	3,7
	—	—	—	—	15	6,8	3,9
	—	—	—	—	20	7,1	4,1
8	—	—	—	—	5	0,8	0,0
	—	—	—	—	10	0,9	—0,2

III. — *Discussione dei risultati.*

8. Dal confronto fra i valori delle tabelle fin qui riportate si ricavano due fatti:

1° Le variazioni relative di deformazione a potenziale crescente non sono minori di quelle a potenziale costante. Infatti, calcolando le differenze [1]) fra le prime e le seconde, si ottiene:

Cond. N.°	D = 1		D = 2		
	5″ a 10″	10″ a 15″	5″ a 10″	10″ a 15″	15″ a 20″
1	0,10	—	0,08	0,03	0,02
2	0,01	0,24	0,04	0,02	0,04
3	0,02	0,10	0,05	0,02	—
4	0,06	0,10	0,16	0,05	—
5	—	—	0,03	0,04	0,06
6	—	—	0,05	—	—
7	0,08	—	0,02	0,02	0,04
8	—	—	0,09	—	—

2° Le deformazioni a potenziale crescente sono più grandi di quelle dovute ad un campo costante. Infatti per le loro differenze relative si hanno i valori:

Cond. N.°	D = 1			D = 2			
	5″	10″	15″	5″	10″	15″	20″
1	0,17	0,34	—	0,87	0,73	0,72	0,76
2	0,04	0,11	0,29	1,00	0,89	1,07	1,18
3	0,09	0,11	0,22	0,50	0,56	0,60	—
4	0,23	0,15	0,27	0,26	0,45	0,51	—
5	—	—	—	0,72	0,77	0,84	0,95
6	—	—	—	0,44	0,50	—	—
7	0,38	0,38	—	0,70	0,73	0,78	0,83
8	—	—	—	0,10	0,14	—	—

1) Dalla curva di elasticità d'un filo di vetro obbligato a passare pei punti che si ottengono dalle prime tabelle segnandoli su di una carta millimetrata, ove 1″ occupa 10 mm. (ordinate) e una divisione d o δ 20 mm. (ascisse), ho dedotto i valori corrispondenti a 5″, 10″, 15″ e 20″.

Si osservi che nelle prime esperienze il potenziale gi
alla sua massima intensità solo alla scarica, e si vedrà c
risultati precedenti non possono spiegarsi invocando l'a:
susseguente del campo elettrico, poichè questa potrebbe s(
rendere ragione di risultati opposti.

Nel caso presente si hanno dunque differenze rile
tra la deformazione elettrica e quella elastica [1].

9. Vista l'insufficienza delle teorie ricordate in prin
per la completa spiegazione del fenomeno in studio, ho
cato di trovarne una interpretazione prendendo in esa
fenomeni termici che accompagnano la carica e scarica e
che, almeno qualitativamente, le seguenti considerazioni
sano dare una plausibile ragione dei risultati ottenuti.

Due fenomeni accompagnano la carica e scarica d'ur
densatore, cioè:

1° Avviene uno scambio di energia calorifica fra
densatore e ambiente. Infatti: In una Nota precedente
mostrato che, considerando un condensatore in carica (
ture aderenti al dielettrico) come un sistema assoggettat
una trasformazione reversibile, che riceva o ceda al
esterno solo del calore e del lavoro, la quantità di calor
per ogni unità di elettricità bisogna fornire o togliere
stema per mantenere costante la sua temperatura, è dat

$$b = -\frac{T}{J}\frac{\partial V}{\partial T} = \frac{VT}{J}\left(\lambda + \frac{2}{K}\frac{\partial K}{\partial T}\right) \tag{1}$$

ove V è la differenza di potenziale fra le armature,
coefficiente di dilatazione è λ, T è la temperatura term
mica, J l'equivalente meccanico della caloria e K la co
dielettrica del coibente.

1) Questa deduzione è confermata dalle esperienze dell'Ing. Lombardi (l. c.)
trova che il vetro, mentre presenta i fenomeni di scarica residua in modo emine
rato in fili che siano assoggettati a sforzi crescenti anche fino alla rottura, non
festa che una deformazione susseguente insignificante rispetto a quella che avrel
vuto prodursi se per esso, come per altri dielettrici, esistesse analogia completa
nomeni elettrici ed elastici.

2) Nuovo Cimento. Luglio 1901.

Dalla (1) si deduce che, qualunque sia K, se $\frac{\partial K}{\partial T} > 0$ si ha $b > 0$; mentre se $\frac{K}{T} < 0$ si ha $b > 0$ allorchè $\lambda > \frac{2}{K}\frac{\partial K}{\partial T}$ e $b < 0$ quando $\lambda < \frac{2}{K}\frac{\partial K}{\partial T}$.

Ora si sa che la costante dielettrica del vetro aumenta con la temperatura [1]), perciò in tal caso $b > 0$; cioè « un condensatore a dielettrico di vetro durante la carica richiede una certa quantità di calore per mantenere costante la sua temperatura ». Quindi alla scarica dovrà riscaldarsi.

Ma nella deduzione della (1) si suppone di caricare il condensatore con lentezza infinita, perciò se lo si caricasse adiabaticamente esso si raffredderebbe, e si raffredda più o meno se si carica con maggiore o minore velocità.

2° Varia la capacità termica del condensatore [2]). Infatti, essendo a questa capacità, si ha [3]) che:

$$\frac{\partial a}{\partial M} + \frac{b}{T} = \frac{\partial b}{\partial T}$$

nella quale sostituendo a $\frac{\partial b}{\partial T}$ e a $\frac{\partial V}{\partial T}$ i valori tratti dalla (1), si ottiene:

$$\frac{\partial a}{\partial M} = -\frac{TV}{J}\left\{\left(\lambda + \frac{2}{K}\frac{\partial K}{\partial T}\right)^2 + \frac{2}{K^2}\left(\frac{\partial K}{\partial T}\right)^2 - \frac{2}{K}\frac{\partial^2 K}{\partial T^2} - \frac{\partial \lambda}{\partial T}\right\}$$

da cui:

$$\Delta a_T = -\frac{1}{2}\frac{T}{J} M V \left(\frac{4\lambda}{K}\frac{\partial K}{\partial T}\right).$$

Cioè « la capacità calorifica d'un condensatore a vetro diminuisce al crescere della differenza di potenziale fra le armature ».

Osserviamo però che questi due fenomeni tendono a produrre variazioni di temperatura in senso inverso. Ma ricor-

1) Cavendish, Hopkinson, Lehmann (L'Électricité, 1888), Cassie (Phil. Trans. of R. S., Vol. 181 - 1890), Hopkinson e Wilson (Nature, 1897).

2) Houllevigue, l. c.

3) Pellat, Journal de Pys., gennaio 1898.

diamo che un condensatore a dielettrico solido pel (
$\frac{\partial K}{\partial T} > 0$ e con armature aderenti, pel calore totale asso
dall'ambiente (primo fenomeno), acquista l'energia:

$$\frac{1}{2} M V \frac{T}{C} \frac{\partial C}{\partial T} = \frac{1}{2} M V \left(\lambda + \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \right) T$$

in più di quella fornitagli dal campo [1]), e consideriamo l
ferenza:

$$(2) \qquad \frac{1}{2} MVT \left(\lambda + \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \right) - \frac{1}{2} \frac{T}{J} MV \left(\frac{4\lambda}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \right) =$$

$$= \frac{1}{2} MVT \left\{ \lambda + \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \left(1 - \frac{4\lambda}{J} \right) \right\}.$$

Poichè il secondo membro, nell'ipotesi fatta di $\frac{\partial K}{\partial T} >$
una quantità positiva, si vede che prevale sempre l' en
acquistata [2]).

Questo fenomeno, insieme all'effetto dovuto sia al (
Joule che inevitabilmente si produce nel dielettrico, s
una lieve azione susseguente del campo, mi pare spieg
fatto principale dell'aumento di deformazione col tempo
rica, poichè ne viene che quanto meno veloce è la carica
meno il condensatore si raffredda.

Noto subito che se, per confermare questo modo di ve
si calcolano le variazioni di temperatura necessarie a pro

1) Pellat, l. c.

2) La vera quantità totale di energia acquistata dal condensatore durante la
tenuto conto della variazione della sua capacità termica, è:

$$\frac{1}{2} M V \left\{ 1 + \lambda T + \frac{T}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \left(1 - \frac{4\lambda}{J} \right) \right\}$$

di cui:

$$\frac{1}{2} M V T \left\{ \lambda + \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \left(1 - \frac{4\lambda}{J} \right) \right\}$$

dipende dalle proprietà del dielettrico.

(La formola che dà ΔU_T nella mia Nota, l. c., dev'essere scritta:

$$\Delta U_T = \frac{1}{2} M V \left\{ 1 + \left(\lambda + \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \right) T \right\}$$

come facilmente si vede).

le differenze di deformazioni trovate per durate di carica diverse, si ottengono dei valori che sembrano un po' troppo alti [1]).

Nè per rintracciare l'ordine di grandezza di tali valori si può ricorrere alle varie misure che si conoscono del riscaldamento dei dielettrici, perchè fatte operando una serie grande di scariche successive.

Ma il fatto che il vetro è fra i dielettrici che in tali condizioni si riscaldano di più, e l'altro che per la deformazione dovuta alla carica esso acquista una certa conducibilità [2]), possono fornire degli indizi per ritenere che i valori accennati non siano troppo lungi dal vero.

Non è difficile rendersi conto degli altri fenomeni osservati.

Il fatto che in principio la deformazione dei condensatori si mantiene costante per un certo tempo, indica che il raffreddamento dovuto alla brevità della carica finisce per non aumentare più sensibilmente ed ha quindi un'influenza costante sulla reale deformazione elettrica.

Dovendosi escludere ogni carica residua, poichè le armature dei condensatori dopo la scarica restano sempre a terra, la deformazione δ si spiega col riscaldamento del dielettrico durante la scarica, senza però escludere un possibile ritardo elastico del vetro; e il conseguente riscaldamento dell' acqua che fa da armatura spiega la deformazione persistente δ' e l'essere questa maggiore di δ. Per l' aumento di entrambe col tempo di carica può invocarsi il calore Joule, mentre ovvio è il loro incremento col potenziale.

Per intendere poi come la deformazione $d-\delta$ sia minore nelle esperienze a potenziale costante, basta pensare che in esse la carica del condensatore, fino al valore massimo del

1) Per esempio, riferendosi alle esperienze del Prof. Cantone (l. c.), si vede che la maggiore variazione di lunghezza osservata è nel condensatore N. 1 : per la distanza esplosiva di 6 mm dà una differenza di allungamento di frange 1,8. Da qui si deduce per la temperatura che produrrebbe lo stesso allungamento il valore di circa 0°,13 C. Nel calcolo però si è introdotto il valore d non conoscendosi δ; con $d-\delta$ si otterrebbe certamente una temperatura assai inferiore.

2) Infatti il Dessau — Rendiconti Acc. Lincei, maggio 1894 — trova che il vetro stirato diventa un po' conduttore.

potenziale, è istantanea, e quindi sempre molto maggi
nelle altre esperienze sarà il raffreddamento prodotto, cl
così ad occultare la deformazione elettrica, almeno ne
20'. E poichè il contrario succede nella scarica, resta
perchè δ e δ' resultino qui maggiori che nelle prim
rienze.

10. Per decidere intorno all'esattezza di queste i
tazioni occorrerebbe vedere direttamente come varia
peratura d' un condensatore prima durante la carica
meno veloce, poi alla scarica, ciò che mi è impossibi
Ma non è da tacere però che varî altri fenomeni ver
complicare d'assai la carica e scarica [1]).

Anzitutto, anche se non si vuol ritenere, per non
rere in difficoltà teoriche [2]), che le variazioni termicl
va soggetto il condensatore siano dovute ad un vero fe
Peltier, al contatto fra l'isolante e le sue armature, i
damento del dielettrico sarà probabilmente maggiore
perficie che nel suo interno, e quindi l' equilibrio te
tutto il condensatore verrà tanto più ritardato, qua
grosse saranno le sue pareti.

È noto poi che il vetro, pur presentando una re
specifica molto grande, possiede proprietà elettriche ir
assai imperfette; di più:

la deformazione elettrica dovuta alla carica, ment
nuisce la sua densità, aumenta la sua costante dielett
sua conducibilità;

la sua costante dielettrica varia con la temperatu
potenziale.

1) Ho costatato con numerose esperienze che il riscaldamento del liquid
armatura interna, dovuto ad una sola scarica, se può influire sui valori di
può occultare l'andamento generale del menisco dopo la scarica. Occorre p
scrupolosamente ogni dispersione, altrimenti un effluvio incostante, che avven
che parte del circuito di carica, agisce come una successione di scariche. I
prime esperienze ho osservato che, verificandosi una dispersione irregolare, la d
aumenta sempre con la durata di carica, ma aumenta di più δ'; tanto da
che il tempo di carica, come aveva trovato per le variazioni di lunghezza il
(l. c.), influisca solo su δ.

2) Poincaré, Thermodynamique, Paris, G. Carré, 1892.

11. In ultimo osserverò che le considerazioni precedenti permettono di dedurre quale, molto probabilmente, dev'essere il tempo di carica che dà la vera deformazione elettrica.

Poichè per la (2) il primo effetto calorifico dovuto alla carica è sempre in prevalenza, il tempo cercato dovrebb'essere quello pel quale l'inevitabile calore Joule è compensato esattamente dal raffreddamento dovuto alla brevità della carica. Se si vuole poi che l'effetto lento prodotto dal campo non venga ad alterare la deformazione elettrica, si può arguire che sia necessario dare alla carica una breve durata; tantopiù che in tal caso, come mostrano le prime tabelle, la deformazione residua δ è o piccola o trascurabile.

Una conferma sperimentale di questa deduzione si ha nel fatto che, se coi dati forniti dalle prime esperienze, si calcola l'espressione teorica $\frac{\Delta \mathbf{V}}{\mathbf{V}} \frac{e^2}{V^2}$ della variazione relativa di volume interno $\mathbf{V}$ di un condensatore le cui armature sono alla distanza e e alla differenza di potenziale V, i valori più concordanti fra loro, e con altri già dedotti da esperienze molto precise [1]), si ottengono prendendo pel calcolo di $\Delta \mathbf{V}$ le deviazioni $d - \delta$ corrispondenti alle più corte durate di carica.

Infatti si ha:

$$\frac{\Delta \mathbf{V}}{\mathbf{V}} \frac{e^2}{V^2} \times 10^{-13}$$

Cond. N.°	D = 1	D = 2	D = 3	D = 4	D = 5
1	17,66	17,77	17,91	—	—
2	14,23	17,32	14,65	16,54	—
3	11,46	11,93	12,11	11,18	—
4	12,05	12,68	11,03	11,32	—
5	—	11,42	13,10	12,32	12,91
6	—	10,17	10,32	11,12	15,56
7	11,07	10,56	10,63	11,70	—
8	—	13,06	15,18	16,32	16,01

L'accordo fra i risultati è sodisfacente, data la natura di queste esperienze.

1) **Sacerdote**, Recherches théoriques sur les déformations électriques des diélectriques. Thèse. Gauthier-Willars, Paris 1899.

Anche il Prof. Cantone [1]) riconosce praticamente
tunità di usare durate brevi di carica.

Ciò è particolarmente necessario trattandosi di cc
tori a parete molto sottile, poichè allora, a causa del
che si comunica all'armatura interna, si trova che la
mazione finisce col diminuire al crescere del tempo di c
Con un condensatore lungo mm. 580,75, del diametro
di mm. 6,5 e la cui parete è grossa mm. 0,21, ho avi

D = 1				D = 2		
t	d	δ	δ'	t	d	δ
1,83	6,0	1,1	—0,4	2,88	18,0	4,1
8,71	7,0	3,0	—0,5	3,51	16,3	4,7
17,24	8,0	4,4	—0,8	16,95	19,0	10,0

Arpino, R. Liceo Tulliano
Marzo 1902.

SOPRA UNA QUISTIONE DI ELETTRODINAMICA.

Nota di A. GARBASSO.

1. Il problema della scarica di un condensatore s
fili in parallelo non fu trattato, ch' io sappia, in mo
riente fuorchè nel caso più semplice di $n = 1$. Si ha
sto caso la teoria classica del Thomson che, most
possibilità delle scariche oscillanti, aprì un campo c
alle indagini sperimentali.

2. Il problema che segue immediatamente a ques
quello cioè di due conduttori disposti in quantità, s

1) R. Istituto Lombardo, novembre 1900.

2) Per evitare ciò nelle prime esperienze ho creduto conveniente non
troppo le durate di carica.

subito con i metodi ordinarii. Si hanno anzitutto per le correnti due equazioni della forma:

$$(\S) \qquad r_1 i_1 + \frac{di_1}{dt} = l_1 q ,$$

$$r_2 i_2 + \frac{di_2}{dt} = l_2 q \; ^{*)} ,$$

alle quali si aggiunge la:

$$i_1 + i_2 = - \dot{q} ,$$

e, se si vuole:

$$\frac{di_1}{dt} + \frac{di_2}{dt} = - \ddot{q} .$$

Eliminiamo dalla seconda i_2 e $\frac{di_2}{dt}$ per mezzo della terza e della quarta risulterà:

$$F\left(i_1 . \frac{di_1}{dt} . q . \dot{q} . \ddot{q}\right) = 0.$$

Se ora da questa si elimina per mezzo della (§) una volta i_1 e un' altra $\frac{di_1}{dt}$ viene:

$$\frac{di_1}{dt} = \Phi(q . \dot{q} . \ddot{q}) ,$$

$$i_1 = \Psi(q . \dot{q} . \ddot{q}) .$$

Si ha dunque:

$$\Phi(\dot{q} . \ddot{q} . q) = \Psi(\dot{q} . \ddot{q} . \dddot{q}),$$

*) Dette $R_1 . R_2 . L_1$ e L_2 le resistenze e le induttanze dei due fili, e C la capacità del condensatore, si deve scrivere:

$$r_1 = \frac{R_1}{L_1} , \qquad l_1 = \frac{1}{L_1 C} ,$$

$$r_2 = \frac{R_2}{L_2} , \qquad l_2 = \frac{1}{L_2 C} .$$

equazione che servirà per determinare la q. Eseguend tivamente i calcoli si trova :

$$\dddot{q} + (r_1 + r_2)\ddot{q} + (l_1 + l_2 + r_1 r_2)\dot{q} + (l_1 r_2 + l_2 r_1) q$$

3. Se i fili sono tre dovremo scrivere:

$$r_1 i_1 + \frac{di_1}{dt} = l_1 q, \tag{§}$$

$$r_2 i_2 + \frac{di_2}{dt} = l_2 q, \tag{§§}$$

$$r_3 i_3 + \frac{di_3}{dt} = l_3 q,$$

e :

$$i_1 + i_2 + i_3 = -\dot{q},$$

dalla quale ultima segue subito:

$$\frac{di_1}{dt} + \frac{di_2}{dt} + \frac{di_3}{dt} = -\ddot{q}.$$

Eliminiamo dalla terza i_3 e $\frac{di_3}{dt}$ per mezzo della q della quinta, risulterà:

$$F\left(i_1 . i_2 . \frac{di_1}{dt} . \frac{di_2}{dt} . q . \dot{q} . \ddot{q}\right) = 0.$$

Se ora da questa si elimina per mezzo della (§) (§§) una volta i_1 e i_2 e l' altra $\frac{di_1}{dt}$ e $\frac{di_2}{dt}$ viene:

$$F_1\left(\frac{di_1}{dt} . \frac{di_2}{dt} . q . \dot{q} . \ddot{q}\right) = 0, \tag{§§§}$$

$$F_2\left(i_1 . i_2 . q . \dot{q} . \ddot{q}\right) = 0;$$

o, derivando quest' ultima rispetto al tempo:

$$F_2\left(\frac{di_1}{dt} . \frac{di_2}{dt} . \dot{q} . \ddot{q} . \dddot{q}\right) = 0. \tag{§§§§}$$

Per mezzo della (§§§) e della (§§§§) si otterrà adesso:

$$\frac{di_1}{dt} = \Phi\,(q \,.\, \dot{q} \,.\, \ddot{q} \,.\, \dddot{q}),$$

e portando questo valore nella (§):

$$i_1 = \Psi\,(q \,.\, \dot{q} \,.\, \ddot{q} \,.\, \dddot{q});$$

si ha dunque:

$$\Phi\,(q \,.\, \dot{q} \,.\, \ddot{q} \,.\, \dddot{q}) = \Psi\,(q \,.\, \dot{q} \,.\, \ddot{q} \,.\, \ddddot{q}),$$

equazione che servirà per determinare la q. Eseguendo effettivamente i calcoli si trova:

$$\ddddot{q} + (r_1 + r_2 + r_3)\,\dddot{q} + (l_1 + l_2 + l_3 + r_1 r_2 + r_2 r_3 + r_3 r_1)\,\ddot{q} +$$
$$+ [l_1 (r_2 + r_3) + l_2 (r_3 + r_1) + l_3 (r_1 + r_2) + r_1 r_2 r_3]\,\dot{q} +$$
$$+ (l_1 r_2 r_3 + l_2 r_3 r_1 + l_3 r_1 r_2)\,q = 0.$$

4. Se i fili sono in numero maggiore si può procedere in modo simile; gli sviluppi diventano naturalmente man mano più complessi.

Ma con un procedimento di calcolo simbolico è facile risolvere la quistione per n qualunque *).

Si avranno queste equazioni:

$$r_\nu i_\nu + \frac{di_\nu}{dt} = l_\nu q, \qquad \nu = 1 . 2 \ldots n \tag{1}$$

e:

$$\sum_1^n{}_\nu\, i_\nu = -\dot{q}. \tag{2}$$

Se ora indichiamo con D l'operazione $\frac{d}{dt}$ potremo scrivere senz' altro:

$$i_\nu = \frac{l_\nu q}{r_\nu + \mathrm{D}}, \qquad \nu = 1 . 2 \ldots n$$

*) Con lo stesso metodo si può risolvere il problema più generale, nel quale si tien conto delle azioni induttive, che s' esercitano fra i fili di scarica. Mi riservo di ritornare altrove su l' argomento.

e quindi, eliminando le i_ν dalla (2)

$$\sum_1^n{}_\nu \frac{l_\nu q}{r_\nu + D} + D q = 0 . \tag{3}$$

Questa è l'equazione che serve per determinare la q
fornisce:

$$q = \sum_1^{n+1}{}_\mu A_\mu e^{c_\mu t} , \tag{4}$$

nella quale formola le A_μ si devono determinare per
delle condizioni iniziali, e le c_μ sono le radici della:

$$\sum_1^n{}_\nu \frac{l_\nu}{r_\nu + D} + D = 0 , \tag{5}$$

considerata come equazione in D.

Una volta trovata la q si hanno subito le i_ν sotto la

$$i_\nu = l_\nu \sum_1^{n+1}{}_\mu \frac{A_\mu}{r_\nu + c_\mu} e^{c_\mu t} . \qquad \nu = 1 . 2 . \tag{6}$$

Per determinare poi le A_μ si può ammettere, per
pio, che sia:

$$i_\nu = 0 , \qquad \nu = 1 . 2$$

$$q = q_0,$$

per $t = 0$, il che conduce a stabilire le $n + 1$ equazion

$$\sum_1^{n+1}{}_\mu \frac{A_\mu}{r_\nu + c_\mu} = 0 , \qquad \nu = 1 . 2 \tag{7}$$

$$\sum_1^{n+1}{}_\mu A_\mu = q_0 .$$

5. Io mi riservo di discutere altrove in modo com
resultati della teoria nel caso di $n = 2$, e di confronta
materiale sperimentale raccolto da varii autori *). Quì mi

*) Il lavoro è in corso di stampa nelle " Memorie della R. Accademia dell
di Torino ".

tenterò di accennare ad alcune proprietà importanti, che seguono subito dalle formole stabilite.

Se la resistenza di ciascun filo è proporzionale al coefficiente di autoinduzione, se cioè:

$$r_\nu = r, \qquad \nu = 1.2\dots n$$

verrà anche per le (6):

$$\frac{i_\nu}{l_\nu} = \frac{\sum_1^n \nu\, i_\nu}{\sum_1^n \nu\, l_\nu},$$

$$= -\frac{\dot{q}}{\sum_1^n \nu\, l_\nu},$$

per ogni valore di ν. Si ricava dunque

$$\ddot{q} + r\dot{q} + \sum_1^n \nu\, l_\nu \,.\, q = 0\,, \tag{3'}$$

la quale equazione significa che il sistema degli n fili equivale ad un unico conduttore, le cui costanti si possono immediatamente assegnare. Come caratteristica viene in luogo della (5):

$$D^2 + r D + \sum_1^n \nu\, l_\nu = 0 \text{ *)}\,; \tag{5'}$$

questa equazione ha due sole radici, che potremo chiamare c_1 e c_2. Si ottiene dunque al posto delle (4) e (6):

$$q = A_1 e^{c_1 t} + A_2 e^{c_2 t}\,, \tag{4'}$$

$$i_\nu = l_\nu \left(\frac{A_1}{r + c_1} e^{c_1 t} + \frac{A_2}{r + c_2} e^{c_2 t} \right). \qquad \nu = 1.2\dots n. \tag{6'}$$

Assumendo ora le condizioni (7) per $t = 0$, e supponendo di più che si verifichi la disuguaglianza:

$$l = \sum_1^n \nu\, l_\nu > \frac{r^2}{2}$$

*) Una cosa simile si verifica se le resistenze sono trascurabili rispetto ai coefficienti di autoinduzione, vale a dire se la funzione di dissipazione è piccola sempre davanti all'energia cinetica.

risulta per i_ν l' espressione :

$$i_\nu = \frac{q_0}{\alpha} l_\nu e^{-\frac{r}{2}t} \operatorname{sen} \alpha t, \qquad \nu = 1.2.$$

nella quale è:

$$\alpha = \sqrt{l - \frac{r^2}{4}}.$$

Ciò posto la quantità di calore, che si svolge nel ν — esi
durante l' intero processo, sarà data da :

$$Q_\nu = R_\nu \int_0^\infty i_\nu^2 \, dt = \frac{q_0^2}{2C} \frac{l_\nu}{l} ;$$

per due conduttori, presi ad arbitrio, di ordine σ e τ,
dunque :

$$\frac{Q_\sigma}{Q_\tau} = \frac{l_\sigma}{l_\tau} = \frac{L_\tau}{L_\sigma} = \frac{R_\tau}{R_\sigma} .$$

Nel caso particolare di $n = 2$ questo teorema trov
scontro in alcuni risultati sperimentali del sig. L. Mag
Questo A. studiò con un metodo calorimetrico dei
formati di due rami disposti in quantità, e dedusse da
esperienze che « in circuiti, i quali presentino coeffici
« autoinduzione e resistenze voltaiche proporzionali al
« lunghezza, le scariche, qualunque sia il loro periodo
« lazione, si distribuiscono in ragione inversa di ques
« ghezza medesima ».

6. Dalle formole (6), ponendo $n = 2$, risulta :

$$(6') \qquad \begin{aligned} i_1 &= l_1 \left(\frac{A_1}{c_1 + r_1} e^{c_1 t} + \frac{A_2}{c_2 + r_1} e^{c_2 t} + \frac{A_3}{c_3 + r_1} e^{c_3 t} \right), \\ i_2 &= l_2 \left(\frac{A_1}{c_1 + r_2} e^{c_1 t} + \frac{A_2}{c_2 + r_2} e^{c_2 t} + \frac{A_3}{c_3 + r_2} e^{c_3 t} \right), \end{aligned}$$

*) L. Magri. N. Cimento, (4), IV, p. 321, 1896.

nelle quali espressioni le c sono radici della caratteristica:

$$\frac{l_1}{D + r_1} + \frac{l_2}{D + r_2} + D = 0, \tag{5'}$$

e le A soddisfano al sistema:

$$\begin{aligned} &A_1 + A_2 + A_3 = q_0, \\ &\frac{A_1}{c_1 + r_1} + \frac{A_2}{c_2 + r_1} + \frac{A_3}{c_3 + r_1} = 0, \\ &\frac{A_1}{c_1 + r_2} + \frac{A_2}{c_2 + r_2} + \frac{A_3}{c_3 + r_2} = 0. \end{aligned} \tag{7'}$$

Dalle (6') si ricavano immediatamente le quantità di elettricità portate nell'intero processo dai due fili, e sono:

$$\begin{aligned} q_1 &= -l_1\left(\frac{A_1}{c_1(c_1 + r_1)} + \frac{A_2}{c_2(c_2 + r_1)} + \frac{A_3}{c_3(c_3 + r_1)}\right), \\ q_2 &= -l_2\left(\frac{A_1}{c_1(c_1 + r_2)} + \frac{A_2}{c_2(c_2 + r_2)} + \frac{A_3}{c_3(c_3 + r_2)}\right). \end{aligned} \tag{§}$$

Ora, tenendo conto delle (7'), segue dalle (§):

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{l_1}{l_2} \frac{\begin{vmatrix} \frac{1}{c_1(c_1 + r_1)} & \frac{1}{c_2(c_2 + r_1)} & \frac{1}{c_3(c_3 + r_1)} \\ \frac{1}{c_1 + r_1} & \frac{1}{c_2 + r_1} & \frac{1}{c_3 + r_1} \\ \frac{1}{c_1 + r_2} & \frac{1}{c_2 + r_2} & \frac{1}{c_3 + r_2} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \frac{1}{c_1(c_1 + r_2)} & \frac{1}{c_2(c_2 + r_2)} & \frac{1}{c_3(c_3 + r_2)} \\ \frac{1}{c_1 + r_1} & \frac{1}{c_2 + r_1} & \frac{1}{c_3 + r_1} \\ \frac{1}{c_1 + r_2} & \frac{1}{c_2 + r_2} & \frac{1}{c_3 + r_2} \end{vmatrix}},$$

ossia, moltiplicando sopra e sotto al secondo membro pe

$$\frac{q_1}{q_2}=\frac{l_1}{l_2}\;\frac{c_1\,c_2\,c_3\,(c_1+r_1)\,(c_1+r_2)\,(c_2+r_1)\,(c_2+r_2)\,(c_3+r_1)\,(c_3+\ldots}{} \qquad \frac{\begin{vmatrix} c_2c_3(c_1+r_2) & c_3c_1(c_2+r_2) & c_1c_2(c_3+r_2) \\ c_1+r_1 & c_2+r_1 & c_3+r_1 \\ c_1+r_2 & c_2+r_2 & c_3+r_2 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} c_2c_3(c_1+r_1) & c_3c_1(c_2+r_1) & c_1c_2(c_3+r_1) \\ c_1+r_1 & c_2+r_1 & c_3+r_1 \\ c_1+r_2 & c_2+r_2 & c_3+r_2 \end{vmatrix}}$$

Si osserverà a questo punto che è identicamente:

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ c_1+r_1 & c_2+r_1 & c_3+r_1 \\ c_1+r_2 & c_2+r_2 & c_3+r_2 \end{vmatrix}=0,$$

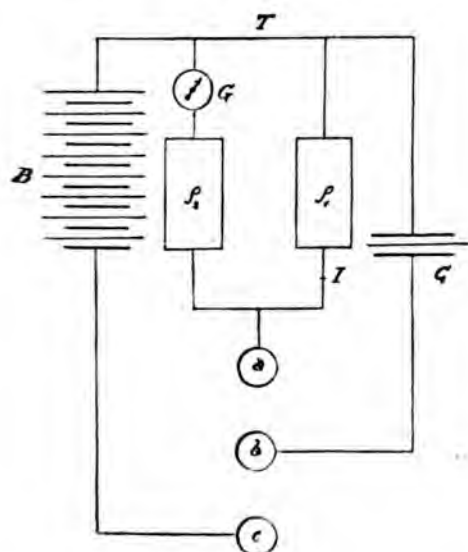
si può dunque scrivere senz' altro:

$$\frac{q_1}{q_2}=\frac{l_1 r_2}{l_2 r_1}=\frac{R_2}{R_1}.$$

Si tratta, come è facile vedere, di una proprietà be
delle correnti uniformi, la quale continua a valere ne
presente, *qualunque sia poi la natura delle scariche.*

Per avere di questo risultato una verifica sperimen
provato a scaricare un condensatore di un microfarad
verso a un circuito biforcato, inserendo ancora in uno de
un galvanometro. La disposizione dell' apparecchio si
dalla figura. In essa C è il condensatore, B una batte
40 accumulatori e G un galvanometro Thomson; *a*, *b* e
tre pozzetti pieni di mercurio, ρ_1 e ρ_2 due cassette di resi
Finalmente in T è segnata la conduttura del gas, che
a prendere terra.

Se si stabilisce la comunicazione fra *b* e *c* il con
tore si carica, se la si stabilisce invece fra *a* e *b* si

attraverso ai due circuiti. Però interrompendo in I il primo filo si può ottenere che tutta l'elettricità passi per il secondo.

Nello specchietto seguente R_1 è la resistenza (in ohm) del primo ramo, R_2 la resistenza del secondo, ottenuta sommando quella del reostato e quella del galvanometro; α_2 la deviazione che si produce in quest' ultimo se il circuito di scarica è biforcato, α_1 la differenza fra la deviazione che s' osserva interrompendo il primo filo in I e α_2.

R_1	R_2	α_1	α_2	$\frac{R_2}{R_1}$	$\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$
100	100	49,0	48,0	1,00	1,02
200	300	58,0	39,0	1,50	1,49
100	200	64,3	32,7	2,00	1,97
200	500	70,0	27,0	2,50	2,51
100	300	72,7	24,3	3,00	2,99
200	700	75,5	21,5	3,50	3,51
100	400	77,7	19,3	4,00	4,03
200	900	79,5	17,5	4,50	4,54
100	500	80,5	16,5	5,00	4,88

Come risulta dalla tabella la coincidenza voluta dal
ria fra i rapporti $\frac{R_2}{R_1}$ e $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ è più che soddisfacente.

Avrei voluto fare un' altra serie di misure, con un
cità notevolmente minore, ma le condizioni attuali de
tuto fisico di Torino non me lo hanno permesso. Le pe
zioni prodotte dai trams elettrici impediscono infatti l'
galvanometri molto sensibili.

INTORNO ALLE OSCILLAZIONI ELETTRICHE.

Nota di G. MORERA.

Per determinare teoricamente il periodo della c
alternata che percorre un conduttore filiforme, col q
pongono in comunicazione due conduttori elettrizzati,
corre solitamente alla notissima formula di W. Thomso
Kelvin); questa però non è applicabile se non nel cas
i due conduttori costituiscono un condensatore perfe
particolare detta formula non è applicabile a calcolare
riodo della scarica nell' oscillatore usato da Hertz ne
celebri esperienze, giacchè i due conduttori tra i qu
viene la scarica anzichè costituire un condensatore
ritenersi senza influenza l' uno sull' altro.

In altre esperienze la scarica si provoca tra due
tori che nè costituiscono un condensatore, nè possono r
senza influenza l' uno sull' altro; ma è facilissimo stabil
formula valevole per qualunque caso, come quì mi pr
di fare per comodo dei lettori del *Nuovo Cimento.*

Consideriamo un sistema di due conduttori I e II,
in equilibrio elettrico, aventi rispettivamente i potenzi
p_2 e le cariche q_1 e q_2. Si ha com' è notissimo:

$$\left.\begin{aligned} q_1 &= a_{11} p_1 + a_{12} p_2 \\ q_2 &= a_{21} p_1 + a_{22} p_2 \end{aligned}\right\} \quad (a_{12} = a_{21}) .$$

Detto $-\Gamma$ il comune valore di a_{12} e a_{21} si ha:

$$\left.\begin{array}{l} q_1 = a_{11} p_1 - \Gamma p_2 \\ q_2 = -\Gamma p_1 + a_{22} p_2 \end{array}\right\} ;$$

fatto qui $p_1 = p_2 = 1$ e dette γ_1 e γ_2 le cariche dei due conduttori risulta:

$$\gamma_1 = a_{11} - \Gamma ; \qquad \gamma_2 = a_{22} - \Gamma ,$$

ossia:

$$a_{11} = \Gamma + \gamma_1 , \qquad a_{22} = \Gamma + \gamma_2 ,$$

e quindi:

$$\left.\begin{array}{l} q_1 = \Gamma (p_1 - p_2) + \gamma_1 p_1 \\ q_2 = -\Gamma (p_1 - p_2) + \gamma_2 p_2 \end{array}\right\} .$$

La costante $-\Gamma$ è la carica indotta nell' un conduttore posto in comunicazione col suolo dall' altro caricato a potenziale uno; se i conduttori costituiscono un condensatore Γ ne è la capacità elettrica. Le costanti γ_1, γ_2 sono le cariche che bisogna rispettivamente dare ai due conduttori affinchè entrambi acquistino il potenziale uno.

Da queste equazioni segue:

$$(0) \qquad p_1 - p_2 = \frac{\gamma_2 q_1 - \gamma_1 q_2}{\Gamma (\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1 \gamma_2} ;$$

$$(1) \qquad p_1 = \frac{\Gamma (q_1 + q_2) + \gamma_2 q_1}{\Gamma (\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1 \gamma_2} ; \qquad p_2 = \frac{\Gamma (q_1 + q_2) + \gamma_1 q_2}{\Gamma (\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1 \gamma_2} .$$

Si pongano in comunicazione i due conduttori per mezzo di un filo conduttore di resistenza R ed autoinduzione L: ammesso che *i potenziali sovr' essi sieno sempre quelli elettrostaticamente determinati*, detta i l' intensità della corrente che al tempo t dal conduttore I va al II, avremo:

$$q_1 + q_2 = \text{cost} ; \qquad i = -\frac{dq_1}{dt} = \frac{dq_2}{dt} ;$$

$$\mathrm{R}\, i + \mathrm{L} \frac{di}{dt} = p_1 - p_2 .$$

Derivando quest' ultima equazione rispetto al tem
nendo presente la (0), si ottiene:

$$R\frac{di}{dt}+L\frac{d^2i}{dt^2}=\frac{d(p_1-p_2)}{dt}=\frac{\gamma_2\frac{dq_1}{dt}-\gamma_1\frac{dq_2}{dt}}{\Gamma(\gamma_1+\gamma_2)+\gamma_1\gamma_2}=-\frac{(\gamma_1+}{\Gamma(\gamma_1+\gamma_2)\cdot}$$

ossia per determinare i abbiamo ora l' equazione differ

$$\frac{d^2i}{dt^2}+\frac{R}{L}\frac{di}{dt}+\frac{1}{L}\frac{\gamma_1+\gamma_2}{\Gamma(\gamma_1+\gamma_2)+\gamma_1\gamma_2}i=0. \tag{2}$$

La soluzione generale di quest' equazione è:

$$i=A_1e^{\lambda_1t}+A_2e^{\lambda_2t},$$

ove λ_1 e λ_2 sono le radici dell' equazione:

$$\lambda^2+\frac{R}{L}\lambda+\frac{\gamma_1+\gamma_2}{\Gamma(\gamma_1+\gamma_2)+\gamma_1\gamma_2}\frac{1}{L}=0.$$

Colla solita discussione si vede che la scarica sarà
toria quando:

$$2\sqrt{\frac{(\gamma_1+\gamma_2)L}{\Gamma(\gamma_1+\gamma_2)+\gamma_1\gamma_2}}>R;$$

ed allora il periodo della corrente alternata che perc
filo risulterà:

$$T=\frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\gamma_1+\gamma_2}{\Gamma(\gamma_1+\gamma_2)+\gamma_1\gamma_2}\cdot\frac{1}{L}-\frac{R^2}{4L^2}}}.$$

Se i conduttori sono l' uno dell' altro simmetrici
ad un piano, talchè risulti: $\gamma_1=\gamma_2=\gamma$, avremo in parti

$$T=\frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{\Gamma+\frac{1}{2}\gamma}\frac{1}{L}-\frac{R^2}{4L^2}}};$$

e ritenuto che $\frac{R^2}{4L^2}$ sia trascurabile in confronto di $\frac{}{L(}$
in luogo della formula di W. Thomson avremo la seg

$$T=2\pi\sqrt{L(\Gamma+\tfrac{1}{2}\gamma)}.$$

Se i due conduttori costituiscono un condensatore, ossia γ è trascurabile in confronto a Γ, si ottiene la formula di W. Thomson

$$T = 2\pi \sqrt{L\Gamma};$$

se invece, come avviene nell' oscillatore di Hertz e giustamente fu notato dal Poincaré [1]) i due conduttori non hanno influenza sensibile l' uno sull' altro, si deve porre $\Gamma = 0$, e si trova

$$T = 2\pi \sqrt{\tfrac{1}{2} L \gamma}.$$

Se l' uno dei conduttori, per es. I, anzichè in comunicazione coll' altro, vien posto per mezzo del filo conduttore in comunicazione col suolo, la q_2 si manterrà costante ed avremo, tenendo presente la 1ª delle (1):

$$R\,i + L\frac{di}{dt} = p_1 = \frac{(\Gamma + \gamma_2)\,q_1 + \Gamma\,q_2}{\Gamma(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1\gamma_2},$$

ma essendo: $i = -\dfrac{dq_1}{dt}$, derivando la precedente equazione rispetto al tempo, otterremo:

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{di}{dt} + \frac{1}{L}\,\frac{\Gamma + \gamma_2}{\Gamma(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1\gamma_2}\,i = 0,$$

equazione differenziale che è ancora del tipo della (2).

La corrente di scarica sarà oscillatoria quando si abbia:

$$2\sqrt{\frac{(\Gamma + \gamma_2)\,L}{\Gamma(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1\gamma_2}} > R.$$

Il periodo della corrente alternata risulterà allora:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\dfrac{\Gamma + \gamma_2}{\Gamma(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1\gamma_2}\dfrac{1}{L} - \dfrac{R^2}{4L^2}}};$$

1) Oscillations électriques, pag. 44.

periodo che nel caso particolare di $\Gamma = 0$, dell'assen
del conduttore II, diviene:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{L\gamma_1} - \frac{R^2}{4L^2}}}.$$

MISURA DI MASSE COMPRESE FRA gr. 10^{-1} E gr. 10^{-6}.

Memoria del Prof. E. SALVIONI [1]).

Nelle determinazioni di massa con buone bilancie o
solo con grandi cure e numerose determinazioni ric
un tempo assai lungo può raggiungersi l'approssimaz
lativa dell'un per cento e dell'uno per dieci quando
da determinare sieno dell'ordine di 1 mg. o di $\frac{1}{10}$ di m
bra perciò desiderabile di poter supplire alla bilancia
sti casi, con qualche altro apparecchio che permetta
cedimento diretto e applicabile sempre.

L'A. ha ideato e costruito una *microbilancia* co
semplici; le osservazioni sono facili, rapide e sicure
recchio permette di apprezzare masse inferiori a $\frac{1}{10(}$

Il principio su cui si fonda è molto semplice: si c
con un microscopio munito di micrometro oculare le
determinate su fili o nastri elastici sottilissimi.

Un calcolo assai semplice mostra che un filo di
rato alla lampada, epperò di sezione pressochè circ
diametro compreso fra 1 e 2 decimi di mm. e lung
può sostenere per flessione, senza rompersi, un peso
a 100 mg. e può servire a misurare tal massa con
simazione assoluta di $\frac{1}{1000}$ di mg. cioè con l'appros
relativa di 1 su 100000 impiegando una disposizione
permetta l'ingrandimento da 1 a 100. È anche po

1) R. Accademia Peloritana. Messina 1901.

conseguire lo stesso intento impiegando sottili molle d'acciaio, quali si trovano in commercio.

Il filo di vetro e i piccoli pesi si trovano entro una custodia ermeticamente chiusa; opportuni fori protetti da causciù permettono l'entrata al tubo del microscopio e ad un'asticina che serve a trasportare i pesi del filo flessibile ai loro sostegni. All'estremità libera del filo è fissato un altro filo di vetro molto sottile che nell'ultimo tratto è piegato a telaio fra i cui lati molleggianti è teso un filo di ragno: questo serve di linea di mira nelle osservazioni.

L'A. studia accuratamente l'apparecchio e prima di tutto trova che per spostamenti limitati nel campo del microscopio sussiste la legge di proporzionalità fra essi ed il carico. In seguito studia la dipendenza della sensibilità relativa della bilancia dalla direzione che ha, rispetto alla orizzontale, la tangente al filo flessibile nel punto ov'è fissato al sostegno; dal carico; dal modulo d'elasticità del filo e dalle sue dimensioni.

Il grave inconveniente causato dalla elasticità susseguente del filo viene praticamente eliminato in questo modo: l'apparecchio è munito di un dito di arresto che l'osservatore porta pochi decimi di mm. discosto dal filo flessibile, cosicchè quest'ultimo quando venga scaricato vi si appoggi mantenendo praticamente la stessa flessione come se fosse carico. L'A. intraprende uno studio per vedere l'ammontare dell'errore relativo nelle misure quando si trascurino gli spostamenti di seconda specie e trova che usando l'artificio ora detto si ottiene la stessa approssimazione permessa dall'elasticità di prima specie e dalla disposizione ottica, cioè di 1 su 10000 per masse comprese fra 1 mg. e 200 mg.

Numerosissime osservazioni fatte con la microbilancia autorizzano ad affermare che questo limite si può in realtà raggiungere quando le masse che si confrontano non sieno molto igroscopiche o in altro modo alterabili, sperimentando a custodia ermeticamente chiusa e con aria secca.

Per la pesiera di questa bilancia le masse campioni non superiori a 5 mg. sono di filo di platino di $^1/_{10}$ di mm.; le masse inferiori sono di cordoncino di filo di bozzolo usato per sospensione di aghi pesanti nei galvanometri.

La igroscopicità di quest' ultime è però un inconv
dal lato della comodità delle pesate.

SULLA VOLATILIZZAZIONE DEL MUSCHIO.

Nota del Prof. E. SALVIONI [1]).

Per dimostrare l' estrema divisibilità della materi
comunemente l' esempio del muschio, del quale si d
lasciato anche per lungo tempo in vasti ambienti per
tità di materia tanto piccole, da sfuggire ai più delica
di misura. Avendo costruito la sua microbilancia (V
moria precedente) l'A. si è proposto di verificare fino
punto quell' affermazione sia conforme al vero. Le m
fanno entro una custodia ermeticamente chiusa co
una vaschetta con acido solforico concentrato. Si osse
prime 40 o 50 ore un decremento via via meno rapi
seguito un decremento proporzionale al tempo e che
tiene tale. Nella prima fase il decremento è per massi
dovuto alla perdita di acqua; nella seconda il muschi
pletamente secco e il decremento osservato è tutto do
volatilizzazione; si può così in questa seconda fase
nare il rapporto tra la massa volatilizzata e il tempo.
fermare che l' interpretazione è giusta si può di nu
rare, in una data misura, lo stato igrometrico dell' a
custodia, o aprendo questa per qualche minuto e pe
dendola senza acido, o introducendovi corpi umidi. S
si fa, si trova che per qualche tempo, il peso del m
crescendo, ma poi comincia a diminuire, e in seguito
a diminuire proporzionalmente al tempo: e se si de
rapporto fra la perdita di peso e il tempo, si trova
mente lo stesso rapporto di prima, qualunque sia lo s
metrico finale, cioè la quantità d' acqua assorbita. In
ripone nella custodia l' acido solforico, dopo un rapi
mento, che dura 40 o 50 ore come prima, si torna

1) R. Accademia Peloritana, Messina 1901.

un decremento proporzionale al tempo: il rapporto fra perdita di peso e tempo è ancor quello di prima, e il peso del muschio risulta di poco inferiore a quello cui si sarebbe ridotto continuando a volatilizzare in aria secca.

UN' ESPERIENZA PER DIMOSTRARE IL DECRESCERE DELLA PRESSIONE ATMOSFERICA CON L' ALTEZZA.

Nota del Prof. E. SALVIONI [1]).

Un recipiente cilindrico di lastra metallica della capacità da 1 a 3 litri è immerso in un bagno di acqua e porta orizzontalmente un tubo a sezione piccola contenente una colonnina di petrolio. Per eseguire l' esperienza si nota la divisione b_0 a cui si trova l' estremità della colonnina mentre l' apparecchio è ad una certa altezza; si alza l' apparecchio p. es. di 1 m. e si nota la nuova divisione a_1; si riporta in basso nella posizione di prima e si nota b_1; le letture essendo fatte ad intervalli di tempo uguali si assume come spostamento $\frac{b_0 + b_1}{2} - a_1$. È indispensabile che il cannello, sensibilmente orizzontale, conservi la stessa direzione nelle due posizioni dell' apparecchio; ciò si ottiene sospendendo quest' ultimo e impedendone le rotazioni intorno alla verticale.

Se si suppone applicabile all' aria umida contenuta nel recipiente la legge delle tensioni dei miscugli, ritenendo trascurabile la quantità di vapore, che ad ogni variazione di volume, durante due osservazioni a diversa altezza, si condensa e si libera dalle pareti del recipiente, lo spostamento teorico X sarà:

$$X = \frac{T - 1}{\mu}$$

essendo $T = \frac{p_1}{p_2}$ se p_1 è la pressione nel punto più basso, p_2 nel punto più alto e μ il rapporto fra il volume di 1 cm. lineare di cannello e il volume del recipiente.

1) Atti della R. Accademia Peloritana. Messina 1901.

Le esperienze eseguite mostrano una notevole coin(fra lo spostamento teorico calcolato per dilatazioni e zioni isotermiche e lo spostamento osservato. Questa denza pone fuori di dubbio che nella disposizione a contrazioni e dilatazioni non sono adiabatiche, ma ri mente isotermiche.

UN NUOVO IGROMETRO.

Nota del Prof. E. SALVIONI [1]).

Gli apparecchi usati comunemente nelle osservazio teorologiche per determinare lo stato igrometrico dell sfera, non possono servire, nelle ricerche di laboratorio occorra di determinare la tensione del vapore acqueo molto ristretti, come in casse chiuse, custodie di strun simili. Potrà quindi interessare la descrizione di un igı che conduce a risultati precisi senza alterare le coı dell'esperienza: nell'istante, per cui interessa conos tensione, si isolano dall'ambiente pochi cm.^{3} d'aria; metro permette di determinarvi la tensione del vapore o immediatamente o anche dopo qualche tempo; basta momento osservare la pressione atmosferica e la temp(

Il principio su cui si fonda questo igrometro, che trebbe chiamare *a saturazione* è il seguente: Si ch un recipiente una certa quantità d'aria presa dall'aı ad una data pressione e temperatura e contenente va queo alla tensione r. S'inietti nel recipiente qualcl d'acqua che basti a saturare quello spazio; quando l zione sarà ottenuta, la tensione del vapore acqueo nell si sarà portata da r a $T > r$, essendo T la tensione alla temperatura dell'osservazione, e quindi la press terna che era inizialmente la atmosferica, sarà aume $T - r$, supposti costanti la temperatura e il volume. sendo nota, la misura di questo incremento $T - r$ fa scere r. Nella pratica si comprende che riuscirà più

1) Atti della R. Accademia Peloritana, anno 17, 1901.

mantenere costante la pressione, e misurare le variazioni di volume.

L' apparecchio è costituito di un recipiente cilindrico di bronzo fuso a grosse pareti e ad orlo superiore sporgente e ben piano in modo da potervi adagiare a tenuta (con un po' di vasellina) un coperchio pure di bronzo che porta tre fori; nel primo, centrale, passa a tenuta un termometro in $^1/_5$; nel secondo penetra uno schizzetto di vetro che inferiormente termina in un cannellino a punta finissima e superiormente in una peretta di gomma e serve per iniettare delle goccioline di acqua senza che muti il volume interno; il terzo piccolissimo mette in comunicazione l' aria interna coll' esterna quando il coperchio venga spostato in una data direzione.

Lateralmente il cilindro di bronzo ha un foro dal quale parte un tubo del diametro interno di mm. 3,2, portante una divisione in mm. e vi s' introduce una colonnina di petrolio filtrato lunga cm. 2,5. Per fare una determinazione si procede così. Si porta l' apparecchio nell' ambiente ove si vuol determinare la tensione di vapore, vi si lascia per qualche tempo, e si adagia quindi il coperchio sull' orlo del cilindro mettendolo spostato in modo che l' aria interna comunichi coll' esterna. Adattati nei rispettivi fori il termometro e l' iniettore si sposta cautamente il coperchio in modo da intercettare la comunicazione coll' esterno e se le pareti interne del recipiente sono ben terse la colonnina di petrolio resta ferma.

Osservata la temperatura e la pressione s' inietta una prima stilla di acqua e dopo un po' di tempo se ne iniettano altre in modo che la colonnina si sposti gradatamente e giunga poi ad una posizione fissa, nel qual caso si nota la divisione a cui si arresta e si legge di nuovo la temperatura e la pressione barometrica. Applicando la legge di Boyle-Gaylussac e tenendo buona la legge Dalton si ricava con sufficiente approssimazione:

$$\tau = B_0 - (1 - \gamma \vartheta + \mu X)(B - T)$$

chiamando ϑ l' incremento di temperatura, X lo spostamento della colonnina, B_0 e B le pressioni atmosferiche iniziale e finale, μ il rapporto fra il volume di 1 cm. di cannello e quello del recipiente e $\gamma = 0,0037$.

La durata dell' esperienza dipende principalmente
dimensioni e dalla forma del recipiente e dalla superfi
evaporazione, ma viene considerevolmente ridotta coll
sul fondo del recipiente un disco di carta bibula che non
danno per la proprietà che ha di porsi rapidamente in
librio coll' aria ambiente.

LIBRI NUOVI

DIE ELEKTROLYSE DES WASSERS,
von V. ENGELHARDT.

(Halle a. S., W. Knapp, 1902).

Questo volumetto, di 115 pagine, illustrato da 90 fi
corredato da numerose tabelle, inizia una serie di mono
sull' elettrochimica applicata, nelle quali verrà espo
stato attuale delle industrie elettrochimiche, fornendo i
tempo le indicazioni necessarie all' esercizio e all' ult
sviluppo di ciascuna di esse.

Per la elettrolisi dell' acqua, dopo un breve cenno
e le indicazioni delle costanti elettriche relative alla s
sizione, sono descritti e ampiamente illustrati i vari p
proposti od attuati nelle industrie, sia per aver separat
gas, sia per avere il miscuglio tonante. In ultimo vi s
indicazioni relative ai brevetti di privativa e alle sp
produzione per ciascuno dei sistemi usati.

A. STEFAN

THERMODYNAMIK UND KINETIK DER KÖRPER,
von B. WEINSTEIN.

(Braunschweig, F. Vieweg und Sohn, 1901).

Mentre per la teoria del calore si hanno libri e m
pregevoli di Gibbs, Helmholtz, Planck, Duhem, Ostwal
mancava finora un trattato completo di termodinamica
quello che l'A. ha cominciato a pubblicare.

In questo primo volume è trattata la parte generale della termodinamica, la cinetica dei corpi e la teoria dei gas ideali, dei gas reali e dei vapori. Molte delle ricerche esposte in questo libro son nuove, ed alcune originali. Numerosi esempi numerici illustrano i resultati teorici, e servono a mostrare fino a qual punto le ipotesi fatte corrispondono ai fatti sperimentali. La trattazione dei gas ideali si chiude con alcune ricerche sulla diffusione e sulla conduttività termica. Nella parte relativa ai gas reali ed ai vapori, vengono esposti i dati relativi alla vaporizzazione e alla liquefazione. Il confronto fra i dati teorici e quelli sperimentali non porta sempre a resultati concordanti, sia per l'imperfezione delle teorie, sia ancora per la mancanza di studi sperimentali completi sui gas e sui vapori, a compire i quali occorrono larghi sussidi di strumenti e di danaro, che soltanto le amministrazioni pubbliche possono fornire.

A. STEFANINI.

FRANGES D'INTERFERENCE ET LEURS APPLICATIONS MÉTROLOGIQUES,
par J. MACÉ DE LÉPINAY.

(Collezione " SCIENTIA ". G. Naud, Parigi 1902).

L' uso della lunghezza d' onda come campione di lunghezza già preconizzato da Fizeau e propugnato da molti altri fisici, oltre la invariabilità e la facilità della riproduzione, offre dei vantaggi importanti, che sono esposti in questo volumetto con molta chiarezza. Come si sa, per l' uso di tale campione occorre servirsi delle frange d' interferenza, che l'A. espone in qual modo si posson produrre e adoperare per le misure di precisione. Queste frange, permettono di far delle misure di lunghezze finite con un' approssimazione superiore a $\frac{1}{20}$ di lunghezza d'onda, che corrisponde, per esempio, a un errore relativo di $\frac{1}{4000000}$ su una lunghezza di 10 cm. Questa precisione, di gran lunga superiore a quella che si potrebbe ottenere coi metodi ordinari dei comparatori meccanici, raccomanda l' uso delle frange specialmente nella determinazione

delle costanti fisiche, quali ad es. il campione assoluto di massa.

Oltre a servire di guida nelle misure di precisione, questo volumetto riuscirà utilissimo a chiunque si occupi dello studio dei fenomeni d'interferenza della luce.

A. STEFANINI.

LE PHÉNOMÈNE DE KERR,

par E. NÉCULCÉA.

(Collezione " SCIENTIA „. G. Naud, Parigi 1902).

Non è soltanto la doppia refrazione provocata dall'elettrizzazione che è studiata in questo volumetto, ma anche gli altri fenomeni magneto ottici che vi si riferiscono.

Premesso un riassunto delle esperienze e dei resultati ottenuti dal Kerr e da altri che si sono occupati della doppia refrazione che presenta un dielettrico trasparente allorchè è posto in un campo elettrostatico, vengono esposti i saggi delle teorie proposte da Pockels e da Voigt. Questa ultima teoria è particolarmente interessante, perchè riesce a tener conto dell'azione reciproca delle singole particelle che intervengono nel fenomeno. L'ultima parte è riservata alla discussione dell'esistenza dal fenomeno elettroottico analogo a quello di Zeeman.

Le molte e minuziose indicazioni contenute in questo opuscoletto sono di grande utilità per chi voglia riprodurre il fenomeno di Kerr; il quale in alcuni casi è così difficile ad osservarsi, che da alcuni fisici valentissimi ne fu perfino negata l'esistenza.

A. STEFANINI.

RIVISTA

Drude's Annalen, Vol. 4°, N. 3, (seguito) e N. 4, 1901.

HORNEMANN M. *Effetti delle variazioni di una corrente continua, delle oscillazioni elettriche e delle correnti d'induzione su di un ago magnetico ovvero un induttore di ferro dolce collocato in un campo costante* (pp. 481-513). — Allorchè si fa passare una corrente continua variabile, le scariche di una giara di Leyda, ovvero le correnti alternate indotte da una corrente continua variabile, attraverso al filo di un galvanoscopio collocato nella direzione nord sud di un campo magnetico, si osserva che un induttore rotondo di ferro dolce d'ordinario si mette facilmente in rotazione, mentre l'ago o solo devia o rimane immobile e talvolta si mette anch'esso in rotazione. L'A., dopo di aver costatati quei fatti e molti altri con svariatissime esperienze, passa a renderne conto con dei ragionamenti intorno alla disposizione delle linee di forza. Il comportamento diverso dell'ago d'acciaio da un lato e dell'induttore di ferro dolce dall'altro si spiega facilmente, sia colle diversità di forma, sia con quelle di forza coercitiva.

EINSTEIN A. *Conclusioni dedotte dai fenomeni capillari* (pp. 513-523). — L'A., onde interpretare certi fenomeni capillari, espone quì una nuova teoria dell'azione scambievole fra le molecole: ritiene che ad ogni atomo spetti un campo d'attrazione molecolare, indipendente sia dalla temperatura che dal modo, in cui gli atomi sono collegati dalle affinità chimiche. Si esprime poi colla maggior riservatezza riguardo ad una possibile connessione di quelle forze colla gravità.

TAMMANN G. *Intorno ai sedicenti cristalli liquidi* (pp. 523-531). — L'A., criticando i risultati in proposito del Lehmann e di altri sperimentatori e l'interpretazione proposta dal primo, ritiene probabile si tratti di mescolanze torbide di due sostanze, anzichè di cristalli liquidi.

HIMSTEDT F. *Sopra alcune esperienze coi raggi di Becquerel e di Röntgen* (pp. 531-537). — L'A. costata che contrariamente alle osservazioni di Elster e Geitel i raggi di Röntgen possiedono al pari di quelli di Becquerel la virtù di arrestare le scariche elettriche. Verificato poi colla sua preparazione la deviazione elettromagnetica dei raggi di Becquerel, trova che un raf-

freddamento non ha veruna influenza nè sull' eccitazione della fluorescenza nè sulla virtù scaricatrice di codesti raggi. Da ultimo costata la diminuzione della resistenza specifica del selenio sotto l' influenza sia dei raggi ultravioletti che di quelli di Becquerel e di Röntgen.

HIMSTEDT F. e NAGEL W. A. *L' azione dei raggi di Becquerel e di Röntgen sull' occhio* (pp. 537-553). — Prendendo le mosse da un' osservazione del Giesel, gli A. studiano l' azione dei raggi Becquerel sull' occhio. I fenomeni osservati s' interpretano ammettendo che quei raggi eccitino la fluorescenza di tutte quante le parti dell' occhio. Rimane però inesplicabile il fatto che si riceve l' esatta impressione della provenienza dei raggi.

Siccome fenomeni affatto analoghi si osservano coi raggi ultravioletti, gli A. riprendono le esperienze già eseguite da Helmholtz fin dal 1855, modificando poco la disposizione da questi adoperata.

Gli A. studiano poi con un metodo oggettivo i fenomeni in esame, valendosi delle correnti d' azione già osservate da Holmgren pel caso della luce ordinaria; ritengono che gli occhi si comportino in modo del tutto analogo al sostituire la luce ordinaria colle tre classi di raggi suddetti. Le esperienze sui raggi di Röntgen riescono pure, impiegando una retina separata dal resto dell' occhio invece d' un occhio integro. Dette esperienze confermano i risultati precedenti del Röntgen, nonchè quelli del Dorn e del Brandes.

PLANCK M. *Sulla legge di distribuzione dell' energia nello spettro normale* (pp. 553-564). — Non riescendo la legge del Wien di universale applicazione, l'A. intraprende quì di modificare la propria teoria elettromagnetica dell' irraggiamento, colla quale aveva già dedotta codesta legge. Determinata all' uopo l'entropia S d' un risonatore irraggiato e vibrante monocromaticamente, in funzione dell' energia di vibrazione U, ottiene dalla relazione $dS/dU = 1/\vartheta$ la connessione dell' energia U colla temperatura ϑ, e siccome peraltro la relazione fra l' energia U e la densità d' irraggiamento del numero di vibrazioni corrispondente è data, si ha pure il modo, in cui la densità d' irraggiamento dipende dalla temperatura. La distribuzione normale d' energia è poi quella, nella quale alle densità d' irraggiamento di tutti i numeri di vibrazioni corrisponde la medesima temperatura.

PLANCK M. *Sopra le quantità elementari di materia e di elettricità* (pp. 564-567). — Prendendo le mosse da un teorema del Boltzmann e valendosi dei propri risultati previamente ottenuti, l'A. trova pel rapporto fra la massa d' un atomo vero e quella di

un atomo-grammo il valore $1,62.10^{-24}$, quasi identico, con quello dato da O. E. Meyer nel suo libro sopra la teoria cinetica dei gas. La carica elettrica d' un ione o elettrone univalente positivo equivarrebbe a $4,69.10^{-10}$ unità elettrostatiche.

Codeste relazioni devono verificarsi, non già approssimativamente ma in modo rigoroso, perchè i concetti teorici, in base a cui sono state trovate, possano essere veri.

Voigt W. *Intorno alla teoria delle deformazioni elastiche permanenti* (pp. 567-592). — Mostrato, come all' incontro dei concetti fondamentali della antica teoria le condizioni di rottura dei solidi dipendano dall' orientazione delle superficie terminali, nonchè del modo, in cui la compressione viene operata, l'A. solleva ai ragionamenti del Mohr certe obbiezioni, onde dimostrare come pur potendo riescire utili nelle applicazioni pratiche, esse siano lungi dal costituire una teorica razionale dei fenomeni in proposito.

Confermate quelle conclusioni coi dati delle proprie esperienze sul salgemma, il Voigt indica il cammino da seguirsi, onde giungere ad una teoria più perfetta di quei fatti tuttora mal conosciuti.

Riecke E. *Sulle curve caratteristiche delle scariche elettriche nei gas rarefatti* (pp. 592-617). — L'A., studiando le modificazioni delle curve rappresentatrici della relazione fra intensità e f. e. nel caso delle scariche elettriche nei tubi di Geissler, al variare la pressione e al sommettere detti tubi all' azione di un campo magnetico, costata che sotto l' influenza di tale campo due effetti opposti si sovrapongono: allorchè l' effetto osservato dal lato dell' anodo cagiona un incremento della differenza di potenziale di scarica, quello avvenente dal lato opposto tende a scemare codesta differenza di potenziale.

Il punto, dove ambedue gli effetti si compensano, progredisce verso le intensità crescenti, al crescere della pressione. Questi risultati vanno d' accordo con quelli del Paalzow e del Neesen.

Lindman K. F. *Ricerca sperimentale sulla riflessione metallica delle oscillazioni elettriche* (pp. 612-638). — Nelle sue ricerche sulla riflessione metallica delle onde hertziane, il Righi aveva creduto osservare una polarizzazione ellittica. Siccome però tali risultati non vanno d' accordo nè colla teoria di Maxwell-Hertz nè con quella di Giese e di Drude, l'A. riprendendo le esperienze del Righi con apparecchio perfezionato e atto a delle determinazioni quantitative, giunge al risultato che d' accordo colla teoria le onde rettilineamente polarizzate dell' ordine di grandezza $\lambda = 10$ cm. vengono dagli specchi metallici, sotto tutte le incidenze, riflesse senza perdita sensibile d' intensità e senza altera-

zione sia del carattere che dell' azimut della polarizzazione.
trambe le componenti principali delle onde incidenti subi
nella riflessione un cangiamento di fase sensibilmente eguale

Ritiene pertanto che i risultati del Righi siano dovut
effetti estranei mal osservati.

DÖRRIE K. *Sulla distribuzione dell' elettricità alla sup d' un ellissoide* (pp. 638-641). — Con un metodo geometrico
elegante l'A. determina la densità elettrica in un punto qua
della superficie d' un ellissoide.

SCHUMANN V. *Intorno alla trasparenza ottica dell' idr* (pp. 642-646). — In questa nota l'A., tornando sulle previe
esperienze, ritiene che l' idrogeno sia, nei limiti dell' esperi
perfettamente trasparente alla luce. I risultati talvolta contr
tori già riportati sono interpretati coll' influenza dei tubi
centi il gas.

BURBURY S. K. *Intorno alle ipotesi fondamentali della cinetica dei gaz* (pp. 646-648). — Continuando una previa
mica coi Gyözö, l'A. mostra, come l' obbiezione recentement
mulata da questi contro il libro del B. e secondo la quale
funzione lineare della velocità delle molecole gazzose av
valore costante, sia affatto erronea.

WARBURG E. *Intorno alla memoria del v. Schweidler i lata: Sul comportamento dei dielettrici liquidi al passaggio corrente elettrica* (p. 648). — Ricordando le proprie ricerche
misure del Reich, l'A. ritiene che i fenomeni osservati
Schweidler (Vedasi *Nuovo Cimento*, (5), 3, p. 327) siano d
ad impurezze elettrolitiche.

RUBENS H. e KURLBAUM F. *Applicazione del metodo det raggi rimanenti alla verificazione della legge d' irraggiament* 649-667). — Avendo le ricerche di Lummer, Pringsheim e J
da un lato e quelle del Paschen dall' altro ormai ben mos
come la legge del Wien nè possa essere considerata come
veramente teorica, nè basti a rappresentare i fenomeni com
mola empirica, gli A. sottomettono in questa memoria ad un
contemporaneo le diverse forme date all' equazione delle
isocromatiche da vari fisici, valendosi all' uopo dei raggi di g
lunghezza d' onda ottenuti col mezzo di molteplici riflessio
lastre aventi potere riflessivo selettivo, metodo già impiegat
gli stessi autori fin dal 1897.

Dalle misure fatte tirano la conclusione che solamen
formole, secondo cui la radiazione E del corpo « nero »
in ragione diretta di T per le grandi lunghezze d'onda e l
temperature, siano atte a riprodurre i fatti sperimentali. L

mola di Lord Rayleigh, pur soddisfacendo quella condizione, non si presta però alle piccole lunghezze d'onda. Delle due formole rimanenti di Lummer-Jahnke e di Planck gli A. danno la preferenza a quella del Planck, la quale si raccomanda per la semplicità e coincide con la formola di Wien, per le piccole lunghezze d'onda, per le quali quest' ultima è stata verificata.

Wiechert E. *Le leggi elementari dell' elettrodinamica* (pp. 667-690). — Le teorie moderne dell' elettricità, prendendo le mosse dalle idee introdotte nella scienza da Maxwell e in apparente contraddizione coi concetti antichi, tendono oggidì di più in più a rivenire alle ipotesi d'altra volta.

L'A., ben conosciuto per le sue ricerche in proposito, tenta qui di conciliare ancora più le due teorie, adoperando le nozioni di etere e di materia nel senso dato loro dal Lorentz. I principali fondamenti, su cui si basa la teoria schizzata in questa memoria sono: le leggi del movimento della luce nell' etere libero, pel quale secondo l' ipotesi del Maxwell concorrono le eccitazioni magnetiche ed elettriche, la supposizione d' un veicolo di quelle eccitazioni, chiamato « etere », assolutamente omogeneo, in quiete assoluta ed esistente dappertutto, l' ipotesi che gli effetti scambievoli fra etere e materia siano solamente dovuti a delle particelle elettriche e il loro moto, da ultimo due leggi formolate dal Lorentz.

Nella seconda parte di questa memoria vengono sviluppate le leggi elementari degli elettroni. Valendosi dei metodi usati nelle teorie dell' elasticità e della luce, l'A. riduce tutti i fenomeni essenziali alle particelle elettriche ed applica le formole stabilite ad alcuni problemi assai interessanti.

Arrhenius Sv. *Sull' assorbimento del calore nell' acido carbonico* (pp. 690-706). — Con un metodo analogo a quello usato dal Tyndall, l'A. studia l' assorbimento del calore nell' acido carbonico. Rappresentati i risultati dell' esperienza col mezzo di una formola empirica, calcola lo spessore degli strati d' acido carbonico, sufficienti per assorbire una determinata porzione dell' irraggiamento calorifico.

I dati ottenuti in questo modo vengono poi applicati al caso dell' effetto di una data atmosfera di acido carbonico sulla temperatura di una sfera nera, collocata in condizioni termiche analoghe a quelle della terra. Da ultimo, l'A. critica i ragionamenti dell'Angström, conducenti a risultati in discordanza con quelli dell'Arrhenius.

Weber R. H. *Sulla tensione superficiale delle superficie acquose ricoperte d' olio e sul raggio attivo delle forze molecolari*

(pp. 706-722). — La gocciola d'olio d'oliva a contorni ben
niti galleggiante alla superficie dell'acqua, subisce delle r
cazioni assai forti all'aggrandire ovvero al diminuire la
ficie resa anomala in virtù dello strato d'olio. L'A., misu
secondo il metodo del Quincke l'angolo di contatto, dete
dalle modificazioni di quell'angolo le paralleli modificazioni
costante capillare della superficie anomala e la relazione fr
sione superficiale e grandezza di superficie.

Dai risultati ottenuti trae la conclusione che alle sup
limiti, sia di acqua ed olio che di acqua ed aria, venga fc
uno strato di passaggio di proprietà variabili e differenti (
bedue i liquidi. Onde spiegare quel fenomeno, il quale pe
era da prevedersi, l'A. indica le due ipotesi che o la sol
scambievole dei due liquidi venga modificata sotto l'inf
delle forze capillari, o avvenga l'idrolisi dell'olio.

Da ultimo dà per il raggio d'attività molecolare un
in ottima concordanza con quello dedotto dalle misur
Quincke.

JOHNSON K. R. *Contributi alla conoscenza del meccanis*
rocchetti d'induzione - Continuazione pp. 722-734). — I fen
avvenenti nel circuito primario dell'Hertz, sono da questo
stati comparati al moto d'un pendolo, supponendo che le o
zioni fra le due capacità fissate alle estremità dell'osci
passino solamente per lo spinterometro e che il circuito es
equivalga ad una resistenza metallica di pochi ohm, d'a
colle determinazioni del Bjerknes.

Ora secondo le previe ricerche dell'A. *(N. Cimento,*
p. 253) la resistenza dello spinterometro secondario di un ro
d'induzione varierebbe fra i 100 e 1000 megahom. Onde (
mare i propri risultati il Johnson dà pertanto una dett
analisi teorica dei fenomeni in proposito, ritenendo, fra l
che sotto certe condizioni avvengano degli effetti d'induzi
distanza infinita. Siccome tali effetti di risonanza sono sta
servati fra i circuiti telegrafici distanti di 65 chilometri,
considera come verifiche indirette della sua teoria della oc
d'apertura.

VIOL O. *Vibrazioni meccaniche dei fili isolati e tesi a s*
laterale visibile (pp. 734-762). — Un filo, ad una cui estrem
vengano delle scariche elettriche ad alta tensione, nel ca
venga isolatamente teso, eseguisce delle vibrazioni trasversal
caso dell'elettricità negativa e di tensione sufficientemente
da produrre delle scariche laterali visibili lungo il filo, c
scariche diventano invisibili nei luoghi vibranti, rimanend

tali nei nodi, rappresentando cioè l'aspetto di onde luminose. Variando la distanza esplosiva si può variare il numero di tali onde, essendo il numero dei ventri inversamente proporzionale a quella distanza. L'altezza del suono udibile lungo il filo teso è pure in ragione inversa della distanza esplosiva, essendo il suo periodo in corrispondenza col numero delle scintille.

L'A. ricorda le analoghe osservazioni del Tommasina pubblicate, quando le sue ricerche erano già terminate.

GUTHE K. E. *Contribuzioni alla teoria del coherer* (pp. 762-776). — L'A., criticando la teoria del Bose e basandosi sulle proprie esperienze, ritiene che l'effetto detto negativo del coherer sia dovuto a fenomeni secondari. Studiando poi la sedicente differenza potenziale critica, costata che la direzione della corrente fra metalli diversi non influisce su questo fenomeno, salvo poche eccezioni. Da ultimo studia l'influenza d'un riscaldamento del contatto sulla resistenza del coherer.

LOWNDS L. *Contribuzioni alla conoscenza dell' effetto longitudinale termomagnetico* (pp. 776-788). — Se di un circuito composto di vari metalli, fra cui il bismuto, la parte consistente di questo metallo è percorsa da una corrente calorifica normale alle linee di forza di un campo magnetico, la forza elettromotrice del circuito dipende dalla intensità di codesto campo.

L'A., studiando quell' effetto nel filo di bismuto alla temperatura di — 112°, mostra come da prima cresca coll' intensità del campo, finchè a 2450 C. G. S. giunge ad un massimo. Alla temperatura di — 135° l'effetto, decrescendo dal valore massimo, cangia persino di segno. Alle temperature più elevate, pare che gli stessi fenomeni si ripetano, aumentando però le intensità di campo corrispondenti colla temperatura. L'effetto trasversale osservato dall' Yamaguchi segue delle leggi tutt' altre. L'A., esaminando poi una formola proposta dal Van Everdingen per rappresentare sia l'effetto longitudinale, sia i cangiamenti di resistenza, ritiene che detta formola non sia più valevole alle basse temperature.

A. GRADENWITZ.

Comptes Rendus. T. CXXXIII, Luglio e Agosto 1901.

SELIGMAN-LUI A. *Su una interpetrazione meccanica dei principi della termodinamica* (pp. 30-33).

KOWALSKI (DE) e MODZELEWSKI (DE) J. *Sugli indici di rifrazione dei miscugli di liquidi* (pp. 33-35). — L'esperienza e i lavori di Philip e di Coolidge hanno dimostrato che in generale la costante dielettrica di un miscuglio non è legata da una legge

semplice alla costante dielettrica di ciascuno dei component
A., tenuto conto che l'indice di rifrazione è strettamente l
alla costante dielettrica, hanno cercato se anche per esso si
ficano simili anomalie. Per questo hanno determinato l'indi
rifrazione e la densità di miscugli di etere con cloroform
alcool etilico colla benzina, di toluolo collo stesso alcool. I
così trovato che si possono egualmente bene calcolare gli
di rifrazione secondo la legge dei miscugli, mediante l'
l'altra delle seguenti formule:

$$\frac{N_1 - 1}{d} = \frac{n_1 - 1}{d_1} p_1 + \frac{n_2 - 1}{d_2} (100 - p_1);$$

$$\frac{N^2_2 - 1}{N^2_2 + 2} \frac{100}{d} = \frac{n^2_1 - 1}{n^2_1 + 2} \frac{p_1}{d_1} + \frac{n^2_2 - 1}{n^2_2 + 2} \frac{100 - p_1}{d_2}$$

dove N_1 e N_2 rappresentano l'indice di rifrazione del misc
d, d_1 e d_2 rispettivamente la densità del miscuglio e di cia
dei componenti e p_1 il peso di un componente in 100 gr. (
luzione.

LARROQUE F. *Le onde erziane nei temporali* (p. 36). —
descrive un dispositivo, realizzante un sistema elementare
legrafia senza fili, col quale è riuscito ad avere segnalazioi
denti di temporali lontani dal luogo di osservazione.

Considerando un temporale in convezione da un lato
terra e dall'altro colla media e alta atmosfera come *posta tr
titrice*, l'A. ha costituito semplicemente una posta *ricevitri*
un piatto orizzontale in zinco, di 40 cm. di diametro, espo
l'aria libera e collegato a una presa di terra da un filo di
di un mm. di diametro, che traversava una camera mu
oscura, all'interno della quale presentava una soluzione d
tinuità provveduta di un micrometro a scintille.

POLLAK C. *Sulla messa in serie di voltametri disgiuntor
corrente* (p. 94). — L'A. rileva, come già ha fatto in un
Nota precedente, che i voltametri disgiuntori a lamina di
minio non possono praticamente mettersi in serie a causa
disuguaglianza di quelli elementi e, in particolare, della di
glianza delle loro perdite a vuoto.

L'A. osserva a tal proposito che si può ovviare a que
conveniente mettendo in derivazione resistenze convenient
scelte sui voltametri a debole perdita, in modo da ristabil
guaglianza fra i *debits* necessari a tutti gli elementi della

CORNU A. *Determinazione dei tre parametri ottici pri
di un cristallo, in grandezza e direzione, col rifrattomet*

125-131). — Dopo avere rilevato come la misura dei tre indici principali di un cristallo sia divenuta teoricamente semplicissima dopo i lavori di Kohlrausch, Quincke, Liebisch, Brill, Soret, e praticissima dopo la costruzione dei rifrattometri, l'A. nota come lo stesso non possa dirsi rispetto alle tre direzioni principali, la cui determinazione è irta di calcoli difficili per la pratica corrente. Riporta perciò alcune semplici relazioni analitiche relative a questa importante applicazione del rifrattometro, a cui è stato condotto dallo studio geometrico diretto della riflessione totale su una superficie cristallina.

DÉCOMBE L. *Sul movimento del pendolo in un mezzo resistente* (pp. 147-149). — Indicando con P il peso di un pendolo, I il suo momento d'inerzia rapporto all'asse di sospensione, a la distanza del centro di gravità da questo stesso asse, $R = \Phi(v)$ la forza che, applicata al centro di gravità, rappresenta l'effetto del mezzo, θ l'elongazione a un istante qualunque, si ha per ampiezze infinitamente piccole la relazione:

$$I \frac{d^2 \theta}{d t^2} = - P a \theta - a \Phi(v),$$

la quale, se Φ è dispari, è applicabile in tutta l'estensione del movimento, se Φ è pari invece non è applicabile che nell'intervallo di tempo durante il quale la velocità non cangia di segno.

Differenziando e ponendo $\frac{1}{v} \frac{dv}{dt} = u$, e tenendo conto che la funzione incognita V è ben determinata insieme colla funzione Φ e che quindi si può porre $\Phi'(v) = \psi(t)$, si ha l'equazione:

$$\frac{du}{dt} = u^2 - \frac{a^2}{I} \psi(t) u + \frac{P a}{I}.$$

La funzione u soddisfacendo dunque a una equazione di Eulero, se ne deduce che se con u_1, u_2, u_3, u_4 si indicano quattro soluzioni particolari qualunque, si deve avere:

$$\frac{(u_1 - u_2)(u_3 - u_4)}{(u_1 - u_3)(u_2 - u_4)} = \text{cost.}$$

L'A. osserva che le diverse soluzioni particolari corrispondono a una scelta diversa per l'origine del tempo, e adotta per le quattro soluzioni le quattro origini seguenti:

1° Posizione estrema del pendolo a sinistra della verticale.

2° Posizione per la quale la velocità è massima.

3° Posizione di equilibrio.

4° Posizione per la quale la velocità è massima in qualunque delle oscillazioni massime.

Chiamando quindi v_1, v_2, v_3, v_4 le velocità del pendol istanti t equidistanti da quelle diverse origini, e tenendo che $u = \frac{1}{v}\frac{dv}{dt}$, l'A. trasforma la relazione precedente e tro fine le soluzioni,

$$\frac{v_1}{v_3} = \text{cost} \qquad \text{o} \qquad \frac{v_2}{v_4} = \text{cost}.$$

Scartata la prima soluzione, poichè per t piccolissimo, prossimo a zero, mentre per t prossimo al semiperiodo sem quello stesso rapporto è grandissimo, rimane la soluzione,

$$\frac{v_2}{v_4} = \text{cost}. \tag{1}$$

appoggiandosi sulla quale l'A. *dimostra l'isocronismo delle lazioni per una legge di resistenza assolutamente qualunque, lunque sia la parità di* φ.

L'A. infine osserva che, allorquando la resistenza del è una funzione impari, pur qualunque, della velocità, la rela (1) essendo applicabile in tutta l'estensione del movimento stesso valore per la costante, le velocità del pendolo in i equidistanti da quelli per i quali questa velocità è massim *guono i termini di una progressione geometrica decrescente.*

MACÉ DE LÉPINAY J. *Sui cangiamenti di fase che si p cono sotto incidenze prossime alla riflessione totale, ma inf all'incidenza limite* (pp. 150-152). — Utilizzando le frang Herschel e il grande goniometro Bruner l'A. ha potuto det nare l'indice del prisma rispetto alla sostanza che riemp lamina minuta, coll'approssimazione da due a tre unità nel sta cifra decimale. L'A. inoltre ha trovato che la legge di buzione di queste frangie nel campo, è semplice ed è es dalla relazione:

$$x - x_0 = a p^2$$

dove x è l'angolo che fa l'asse ottico della lente, contato tire da una posizione arbitraria, allorchè si osserva la fran ordine p, e x_0 quello corrispondente al limite stesso della sione totale.

Allo scopo di controllare il nuovo metodo, l'A. ha effe una serie di misure di indici, col metodo detto e con quello

deviazione minima. Ha così constatato che il primo metodo dà indici più grandi del secondo, e che le differenze sono superiori agli errori possibili. Queste differenze non potendo essere attribuite alla forma convessa delle superfici dei prismi impiegati, l'A. è condotto ad ammettere che le frangie di Herschel non occupano rigorosamente le posizioni loro assegnate dalla teoria, e che in prossimità della riflessione totale, e avanti questa, si produce un ritardo di fase per riflessione sulla prima e un anticipazione per riflessione sulla seconda delle superfici limitanti la lamina minuta, per modo che la relazione fra x e p^2 diviene:

$$x - x_0 = a(p + h)^2.$$

Riporta quindi i risultati di una serie di misure della distribuzione di queste frangie in prossimità della riflessione totale e rileva come le differenze tra i valori di x osservati e quelli calcolati variano regolarmente coll' ordine d' interferenza, raggiungendo un massimo di 2",7, valore da cinque a sei volte più grande degli errori possibili. In tal modo è giustificata l'ipotesi dello spostamento delle frangie di Herschel e, per conseguenza, quella del cangiamento di fase per riflessione.

Questi cangiamenti, secondo l' A., sono indipendenti dalla orientazione del piano di polarizzazione, e circa la loro legge di variazione, l'A. ammette che questi cangiamenti di fase varino coll' incidenza e tendano verso zero quando ci si allontana dal limite di riflessione totale.

Da questi risultati l'A. conclude che:

1° Le frangie di ordine elevato possono considerarsi come aventi una distribuzione normale data dà:

$$x = -3'',1 + 8'',5850\, p^2;$$

2° Il vero limite di riflessione totale (corrispondente a $p = 0$) sarebbe a 3",1 dal limite apparente: ne risulterebbe, per l'indice, una correzione, nel senso previsto, di circa una unità del quinto ordine decimale.

·Farry C. e Perot. *Misure di lunghezze d' onda nello spettro solare: confronto colla scala di Rowland* (pp. 153-154). — Gli A. riportano i risultati ottenuti col metodo già descritto in una loro Nota precedente confrontando 33 righe dello spettro solare direttamente colla radiazione verde del cadmio, fornita da un tubo di Michelson.

I risultati sono riportati in una tabella nella quale sono riferite la lunghezza d' onda indicata da Rowland, la lunghezza

d' onda determinata da essi nel modo detto, il rapporto dei valori indicati.

Dal diagramma costruito prendendo per ascisse le ghezze d' onda e per ordinate i valori del rapporto, si r che l' esattezza colla quale sono determinati i rapporti delle ghezze d' onda di due radiazioni vicine, col metodo adottato gli A., è uguale, se non superiore, a quella raggiunta dal wland nella stessa determinazione.

Si rileva anche che la scala di Rowland non è esa l' ordinata della curva dà il numero per cui bisogna divide lunghezza d' onda di una radiazione espressa nella scala di wland per ottenerla in unità assolute. Il valore di questo porto varia nello spettro visibile di 8 milionesimi del suo v

Becquerel H. *Su alcune osservazioni fatte coll' ura bassissime temperature* (pp. 199-202). — Abbassando la tem tura mediante aria liquida, l'A. ha constatato una diminuzi azione del raggiamento dell' uranio. Questa diminuzione r attribuibile, secondo l'A., a una diminuzione nel raggiamen quel metallo dovuta al raffreddamento, ma al fatto che fredda densissima che circonda il metallo assorbe i raggi assorbibili, che sono i più attivi per ionizzare l' aria.

L'A. inoltre ha ripetuto una esperienza segnalatagl Dewar, dalla quale risulta che un cristallo di nitrato di posto nell' aria liquida diventa luminoso durante il tempo d raffreddamento, cessa di esserlo quando ha raggiunto la te tura del liquido e risplende di nuovo riscaldandosi. Lo cristallo splende ancora di nuovo, quando si toglie dal li finchè non ha raggiunto la temperatura dell' ambiente, e l rienza può ripetersi più volte collo stesso cristallo finchè non tarda a disgregarsi in minuti frammenti.

L'A. pensa col Dewar che il fenomeno sia dovuto a nomeno elettrico provocato dalla contrazione molecolare.

Bouty E. *Sulla coesione dielettrica dei gas. — Influenz parete* (pp. 213-215). — Lo studio delle perturbazioni portat parete sulla coesione dielettrica dei gas stabilisce che il meno critico è in se stesso del tutto indipendente dalla so isolante che racchiude il gas, e che essa non agisce che i tamente modificando, in modo più o meno irregolare, il cam si stabilisce in seno della massa gassosa.

Meslin G. *Reticoli ottenuti colla fotografia di frangie rosamente acromatiche* (pp. 215-217). — L'A. descrive il da lui tenuto per ottenere dei reticoli, fotografando le

d'interferenza da lui già studiate [1]) sotto il nome di *frangie rigorosamente acromatiche.*

Queste frangie si producono nella regione anteriore a un reticolo, allorchè esso è rischiarato dall'altro lato dalla luce proveniente da una fenditura stretta, parallela ai tratti del reticolo, e tutto lo spazio dove esse si producono, può dividersi in due regioni: la regione più lontana, nella quale esse sono identiche fra loro per conseguenza dell'azione identica di due linee consecutive del reticolo, e quella più prossima, dove le frangie presentano colorazioni alternate dovute alla differenza di azione di due tratti consecutivi. Indicando con s il periodo del primo reticolo, con d e d' le rispettive distanze della fenditura dal reticolo e dalla lastra, il periodo del nuovo reticolo è dato da $\frac{1}{2}\, s\, \frac{d'}{d}$ nella prima regione, e da $s\, \frac{d'}{d}$ nella seconda.

SEMENOV J. *Sulla natura dei raggi X* (pp. 217-219). — Studiando l'emissione delle diverse parti di un tubo bianodico ad anticatodo di platino l'A. ha constatato che:

1° L'anticatodo emette i raggi dalle sue due facce (anteriore e posteriore) e della stessa specie, ma l'intensità dei raggi anteriori è superiore a quella dei raggi posteriori.

2° L'anticatodo non emette raggi se non quando ha una carica elettrica. Collegato metallicamente al suolo, non genera raggi.

3° I raggi provenienti direttamente dal catodo hanno una intensità molto inferiore a quella dei raggi anticatodici posteriori e sono, sotto questo rapporto, confrontabili ai raggi emessi dalle pareti del tubo.

L'A. ha studiato quindi la produzione unipolare dei raggi X, e le conclusioni a cui è giunto sono che i raggi X rappresentano le direzioni di trasmissione, intermediario l'etere, delle vibrazioni elettriche. Queste vibrazioni si trasmettono a tutti i corpi che esse incontrano sul loro cammino. Allorchè questi corpi sono carichi di elettricità, e sono protetti contro la scarica per convezione, essi perdono la loro carica per *raggiamento.*

CURIE P. e DEBIERNE A. *Sulla radioattività dei sali di radio* (pp. 276-279). — Gli A. indicano in questa Nota diversi processi coi quali può essere resa radioattiva l'acqua distillata, e le proprietà che essa possiede relative alla durata e alla intensità della sua radioattività.

[1]) C. R., t. 117, p. 225, 339, 482.

DECOMBE L. *Sulla continuità degli spettri dovuti ai so ai liquidi incandescenti* (pp. 282-284). — L'A. in questa N propone di dare una interpetrazione semplice della continuit presentano gli spettri forniti dai solidi e dai liquidi incandes continuità che, per la constituzione stessa che si attribuisc molecola, non può essere che apparente.

L'A. osserva che i periodi delle diverse radiazioni e da una molecola data, dipendono essenzialmente dall'azione molecole circostanti, comprese nella sfera di raggio ρ di a molecolare. Le molecole, quindi, profonde della massa in sceute, supposta omogenea, emettono spettri identici fra l analoghi agli spettri di righe brillanti dati dai vapori; le d regioni invece dello strato superficiale emettono radiazioni più diverse dalle radiazioni emesse dalle molecole profonde, c più la regione considerata è prossima alla superficie libera.

Ammettendo quindi che la distribuzione molecolare nc sottoposta a una orientazione particolare, nello strato super vi sarà in generale un numero grandissimo di molecole sit distanze diverse dalla superficie libera. Queste molecole, se l'A., daranno luogo a una serie di righe brillanti, che differ progressivamente le une dalle altre e la cui sovrapposizio stituirà uno spettro totale apparentemente continuo.

Questa interpetrazione conduce a una valutazione ap mata dell' intervallo molecolare nei solidi e nei liquidi, limite inferiore l'A. calcola a:

$$\frac{0^{\mu},05}{1500} = \frac{1}{30000} \text{ di micron,}$$

limite che concorda assai bene con quello assegnato da Lip e dal Thomson al diametro delle molecole.

L'A. infine osserva che la discontinuità dello spettro d e dei vapori, nei quali manca lo strato superficiale, può co rarsi come conferma del suo modo di vedere.

GOUY. *Sull' azione elettrocapillare delle molecole non dis in ioni* (pp. 284 287).

MASSOL e MALDÈS. *Sulla solubilità dei miscugli di sol rame e di solfato di soda* (pp. 287-289). — Rüdorff [1]) in teressante lavoro sulla solubilità dei miscugli di due sali nenti un elemento comune (acido o base) e senza azione cl fra loro, ha mostrato che si potevano presentare due casi:

1) Pogg. Ann., t. 148, p. 455 e J. de Phys., t. 2, p. 366.

1° La dissoluzione ottenuta non presenta una composizione costante; questa composizione varia secondo le proporzioni dei due sali impiegati per la sua preparazione, benchè entrambi rimangano in eccesso;

2° La dissoluzione ottenuta presenta una composizione invariabile, qualunque siano le proporzioni relative dei due sali impiegati, essendo d'altra parte entrambi in eccesso rispetto all'acqua. Queste dissoluzioni presentano dunque un certo stato di equilibrio.

Fra i miscugli che rientrano in questa categoria, Rüdorff ha citato quello di solfato di rame e di solfato di soda, che dà a 15° C. una dissoluzione contenente per 100 parti di acqua, 20,7 di solfato di rame e 15,9 di solfato di soda.

Gli A. si sono proposti di ricercare se questo stato di equilibrio si mantiene a temperature diverse, e hanno trovato che le dissoluzioni di que' due sali (i sali essendo in eccesso) presentano una composizione invariabile a temperature poco elevate, come ha trovato Rüdorff: ma quando la temperatura è sufficiente perchè possa aver principio la modificazione solfato di soda anidra (da 23° a 32° secondo il miscuglio) la composizione della dissoluzione varia colle proporzioni relative dei due sali messi in presenza.

GRAVARIS G. *Su una relazione probabile fra l'angolo caratteristico della deformazione dei metalli e il coefficiente newtoniano di restituzione* (pp. 329-330). — Le esperienze di Hartmann hanno mostrato che le deformazioni dei metalli e, in generale, dei corpi poco porosi, si manifestano sempre secondo linee facenti colla direzione dello sforzo un angolo inferiore a 90° e caratteristico del corpo. L'A. confrontando i valori trovati per quest'angolo con quelli della costante e di Newton, relativa all'urto di due corpi che non abbiano subito una deformazione permanente, costante caratteristica della elasticità di questi corpi e chiamata da Thomson *coefficiente di restituzione,* ha dedotto che essi sono legati, all'infuori di piccole differenze, dalla relazione:

$$e = \frac{2\alpha}{\pi}.$$

L'A. ha verificato questa formola per il vetro, e dimostra come essa non è in disaccordo colle proprietà conosciute della materia.

L'A. osserva anche che sembra probabile che ciascuna delle vibrazioni, longitudinale e transversale, di una molecola faccia

nascere in corpi imperfettamente elastici e nel periodo di
menti reversibili, due specie di onde: le une longitudina
altre trasversali. Sarebbero queste, le prime nel caso dell'
sione, le seconde nel caso della compressione, quelle che si
ciano sulla superficie del corpo, in conseguenza degli scorri
che si producono tra le molecole che lo costituiscono, e al
del suo limite elastico.

KOENIG G. *Studio critico sulla teoria generale dei mecca* (pp. 330-332). — Dopo avere osservato che il numero s
crescente delle combinazioni meccaniche e la loro sempre
giore complicazione rende indispensabile la coordinazione d
sultati già acquisiti, l'A. critica quanto a questo riguardo
fatto Monge, Willis e gli altri che si sono occupati dell'
mento. Osserva che due idee hanno troppo pesato sull' oper
primi cinematici. La prima è che la teoria dei meccanism
vesse rivestire la forma di una classificazione. La seconda
rore che, da Monge in poi, consiste a non vedere in un n
nismo che un mezzo di trasformare il movimento.

All'A. sembra che il classificare organismi così complessi
sono e possono divenire i meccanismi, avrebbe dovuto ap
chimerico *a priori*. Che quindi converrebbe piuttosto porre
e coordinazione nelle idee generali che presiedono alla lo
stituzione, come ha avuto l' idea di fare Reuleaux, la cui
l'A. pensa di analizzare in una seconda Nota.

JOHNSON K. R. *Sulla scarica disruttiva negli elettrolit* 332-333). — In una Nota pubblicata nei *C. R.* t. 132, p.
1901, i sigg. Broca e Turchini dopo avere riferito i risultati
loro esperienze sulle scariche disruttive negli elettroliti,
concluso che l' elettrolito si comporta press' a poco come u
lettrico.

Dopo avere rilevato che a una simile conclusione eg
arrivato in un precedente suo lavoro pubblicato negli *A*
Phys. il 24 febbraio 1901, l'A. aggiunge un' osservazion
quale attribuisce qualche importanza, come contraria alla s
zione ordinaria dei fenomeni elettrolitici di una bobina d
zione.

Nelle sue esperienze l'A., impiegando una bobina d'ind
ha osservato che lo sviluppo dei gas, idrogeno e ossigen
viene soltanto dalla corrente indotta alla rottura, ma ch
chiusura la corrente indotta non esercita alcuna azione
trolitica visibile. Secondo l'A. quindi, gli effetti elettroliti
vengono dalle oscillazioni da cui la corrente indotta è ac

gata, ma non da un' azione alternativa delle due correnti indotte.

L'A. quindi osserva che, qualunque sia la disposizione tenuta da Broca e Turchini, la differenza dei risultati deve attribuirsi alla frequenza effettiva, e bisognerebbe ricercare se la lunghezza d'onda calcolata da essi corrisponde alla frequenza effettiva, o se gli effetti provengono dalle oscillazioni, che accompagnano la corrente indotta alla rottura.

Metz (De) G. *Capacità elettrica del corpo umano* (pp. 333-335). — Dalle sue ricerche per determinare la capacità del corpo umano l'A. conclude che:

1° Il corpo umano si carica tutto come un conduttore metallico;

2° La sua capacità elettrica resta costante, quando si varia il voltaggio applicato, da 100 a 1000 volts;

3° Essa è esattamente uguale alla capacità elettrica di un conduttore metallico, della stessa forma e delle stesse dimensioni, e sembra essere in rapporto diretto colla taglia e il volume della persona;

4° Il suo valore assoluto cambia colle circostanze e colla posizione.

Esso raggiunge il suo valore normale, allorchè la persona è bene isolata, in mezzo a un grande ambiente, lontana da superfici conduttrici. Quando l'individuo si trova circondato da superfici metalliche la capacità aumenta molto sensibilmente.

Dall' insieme delle sue ricerche l'A. deduce per questa capacità il valore medio di 10 cm., ossia di 0,00011 di un microfarad., valore molto inferiore a quelli assegnatile da Bordier e da Dubois.

Beaulard F. *Sulla differenza di potenziale e lo smorzamento della scintilla elettrica a carattere oscillatorio* (pp. 336-338). — In vista delle ricerche intraprese sulla dispersione elettrica col metodo di Graetz, l'A. ha studiato la differenza di potenziale agli estremi di un micrometro, fra le cui sfere scoccava una scintilla avente il carattere oscillatorio.

La disposizione utilizzata a questo scopo era la seguente: dagli estremi di una bobina d'induzione partivano due fili A e B paralleli, di alcuni metri di lunghezza, le cui estremità libere mettevano rispettivamente capo ai due piatti di un condensatore, mentre un micrometro a scintilla munito di verniero, piazzato in derivazione sui due fili, permetteva di misurare la distanza esplosiva della scintilla. Un tubo a vuoto, disposto perpendicolarmente

alla direzione dei fili, e mobile parallelamente a se stess(metteva di constatare l'esistenza di un campo elettrostati ternativo, per lunghezze di scintille variabili da 0,1 1 cm.

La misura della differenza di potenziale era fatta me un elettrometro assoluto, analogo a quello utilizzato altre da Baile.

In una tavola sono riportati dall'A. i valori delle diff v di potenziale dedotti dall'applicazione della formola c dell'elettrometro: quelli delle differenze v' di potenziale spondenti, secondo i lavori di Bichat e Blondlot, alla stes stanza esplosiva, per scintille variabili fra $0^{cm},1$ e 1 cm.

Dai risultati ottenuti si rileva che v, per corte scint poco diverso da v': la differenza in seguito aumenta, pass un massimo, per diminuire di nuovo, e v tende verso v' p ghezze di scintille di circa 14 mm. L'A. pensa di spiegar mente questo risultato collo smorzamento più o meno rapid l'eccitatore messo in funzione.

Relativamente a questo smorzamento, l'A. ha trovato ch notevolissimo per una scintilla di 1 mm., diminuisce, pass un minimo per una distanza esplosiva di 6 mm., per aum in seguito e riprendere, in prossimità di 10 mm., il valor corrisponde a una scintilla di 1 mm. L'A. spiega ciò nel m guente: per una scintilla corta vi è notevole smorzamento a dell'alta temperatura della scintilla: allorchè la lunghezza scintilla cresce, la temperatura si abbassa, ma per scintill scenti, l'energia assorbita dal lavoro meccanico della sc cresce, e lo smorzamento, dopo essere diminuito, non ta tornare considerevole.

In definitiva l'A. conclude che il sistema dei fili A del condensatore terminale e del micrometro a scintilla, co sce un' eccitatore a vibrazione pendolare più o meno sm secondo la distanza esplosiva della scintilla, cioè secondo l peratura di essa e l'energia meccanica corrispondente al da essa compiuto.

NORDMANN C. *Sulla trasmissione delle onde erziane att i liquidi conduttori* (pp. 339-341). — L'A. ha studiato la renza di diversi liquidi conduttori per le oscillazioni elet gnetiche, ricercando gli spessori massimi di quelli che ess sono traversare.

I liquidi studiati dall'A. da questo punto di vista, so

a) Acido solforico diluito, al massimo di conduttibil

b) Soluzione satura di cloruro di sodio.
c) Soluzione normale di cloruro di potassio.
d) Soluzione di solfato di magnesio al massimo di conduttibilità.

Indicando con E lo spessore massimo traversato, con $\frac{1}{R}$ la conduttibilità specifica dei liquidi detti, l'A. pubblica i risultati ottenuti nella seguente tabella:

		E	$\frac{1}{R}$
a.	H^2SO^4	5 mm.	0,73
b.	NaCl	18 »	0,21
c.	KCl	32 »	0,098
d.	$MgSO^4$	41 »	0,048

Da questi risultati l'A. conclude che *le trasparenze dei liquidi studiati per le onde erziane impiegate, variano nello stesso senso delle resistenze, ma crescono meno rapidamente di esse.*

Ponsot A. *Tensione del vapore delle dissoluzioni. Ipotesi di Arrhenius* (pp. 341-344). — Le conclusioni a cui giunge l'A. sono:

1° Se in un dissolvente che non prende parte alla reazione chimica, la sostituzione di un corpo A a un corpo B nel composto BC si produce con sviluppo di calore, la tensione del vapore del dissolvente è più alta quando contiene una massa data di AC che quando contiene una massa equivalente di BC.

2° Ammettendo la legge dei moduli per le soluzioni saline, un radicale che si sostituisce a un altro con sviluppo di calore ha moduli crioscopico, osmotico, tonometrico più piccoli di quelli del primo.

Nella ipotesi di Arrhenius, i moduli dei radicali sono indipendenti dalla loro natura.

Stanoièwitch M. G. *Fotometro fisiologico* (pp. 351-352). — Dopo avere rilevato le difficoltà che coi metodi ordinari si incontrano nella misura delle intensità luminose di sorgenti situate, ad es. nelle vie, l'A. osserva che il meglio sarebbe di fare a meno di campioni nelle misure fotometriche; il che può essere ottenuto col fotometro che l'A. denomina fisiologico, e di cui descrive la disposizione e il modo di funzionare.

Il principio su cui si basa tale apparecchio è che è necessaria una quantità di energia luminosa minima e costante per produrre

l'impressione luminosa sulla retina dell'osservatore, e disti nettamente un dettaglio qualunque, come un triangolo o u chio, ad es., disegnati su un foglio. L'A. osserva che questa tità minima varia nei limiti di variazione dell'equazione nale dell'osservatore, ma queste variazioni sono approssin mente dello stesso ordine di quelle che influiscono in ge nelle misure fotometriche.

GRAVARIS G. *Verificazione della relazione esistente fra golo caratteristico della deformazione dei metalli e il coef di restituzione della loro elasticità* (pp. 364-366). — L'A. le considerazioni per mezzo delle quali ha cercato di ve la conclusione a cui è arrivato nella sua Nota precedente, condo la quale l'azione di una forza di estensione o di co sione farebbe nascere, in corpi imperfettamente elastici, du longitudinali, non sovrapponibili, e due altre trasversal distinte.

VAILLANT G. *Sul colore degli ioni* (pp. 366-368). — operando sui permanganati di K, Ba e Zn ha eseguito mis spettro-fotometro Gouy allo scopo di verificare le tre prop seguenti dedotte dalla teoria degli ioni, applicata alla colo delle soluzioni:

1° In soluzioni completamente dissociate, non con che un ione colorato, la colorazione è indipendente dalla dell'altro ione.

2° Se, al contrario, la ionizzazione è incompleta, l razione varia colla concentrazione e colla natura dell'io colorato.

3° La colorazione di una soluzione di concentrazion lunque deve, nel caso il più ordinario, collegarsi al suo g dissociazione da una formula a due moduli, e due solame ratterizzanti l'uno la molecola completa, l'altro la molec sociata.

STANOIÈWITCH G. M. *Metodo elettrosonoro per comba grandine* (pp. 373-374). — Il difetto principale che, secon presenta il metodo dei tiri dei cannoni grandinifughi nel fatto che l'altezza del proiettile, nei casi più favorev sorpassando i 400 m., i tiri riescono inefficaci quando l grandinifere sono, come accade nei temporali più vio un'altezza maggiore.

L'A. quindi crede preferibile un metodo che perm piazzare la sorgente che produce le perturbazioni in se nubi stesse, o in prossimità di esse. Per questo bisognere

condo l'A., attaccare, sia a un cervo volante sia a un pallone frenato, una forte soneria o sirena elettrica, che potesse produrre nelle nubi stesse vibrazioni aeree molto più forti di quelle prodotte in esse dai tori.

Koenigs G. *Sui principi generali dei meccanismi* (pp. 385-387). — Dopo avere analizzato l'opera del Reuleaux, l'A. osserva come mentre egli ha saputo sottrarsi alla preoccupazione dei suoi predecessori, di istituire *a priori* una classificazione generale, non ha voluto poi liberarsi dal pregiudizio che consiste nel non vedere in un meccanismo che un mezzo di trasformare o di produrre un movimento. In realtà, nota l'A., un meccanismo non realizza altra cosa se non un certo stato di legami tra corpi resistenti, e il movimento che gli è o no richiesto dipende dalle forze applicate. La teoria dei meccanismi è lo studio dei collegamenti nelle macchine.

Guye C. E. *Sul valore assoluto del potenziale nelle reti isolate di conduttori presentanti capacità* (pp. 388-390). — La conoscenza del valore *assoluto* del potenziale, in una rete di conduttori perfettamente isolata, offre un interesse particolare. Questa conoscenza infatti permette di rendersi conto dell'isolamento da darsi alle diverse parti della rete relativamente al suolo, ed è pur essa che permette di prevedere i danni di un contatto fortuito con un punto qualunque di una calanizzazione presentante capacità.

In questa Nota l'A. dà di questa quistione una soluzione, per quanto è possibile, generale, e mostra come la distribuzione del potenziale dipende dalla capacità delle diverse parti della rete.

Sarrau E. *Sull'applicazione del principio dell'energia ai fenomeni elettrodinamici ed elettromagnetici* (pp. 402-407).

Corbino O. M. *Sulla constituzione della luce bianca* (pp. 412-414). — A proposito della discussione su questo punto capitale delle teorie dell'ottica, l'A. osserva che se le luci diverse costituenti lo spettro della luce bianca fossero, come pensa Gouy, le componenti sinusoidali e perfettamente regolari di una sola vibrazione complessa di una forma qualunque, sarebbe necessario che esse, riguardandone invariabili l'ampiezza e la fase, potessero interferire: mentre se, come pensa Carvallo, le radiazioni separate dal reticolo fossero indipendenti, tale interferenza non potrebbe avere luogo.

Così posta la quistione, l'A. pensa poterla risolverla ricorrendo a esperienze già note, e specialmente all'osservazione spet-

troscopica dei battimenti in luce bianca, e precisamente all
duzione nota di un sistema di frangie mobili nello spettro
nellato di Fizeau e Foucault.

Dopo avere discusso e interpetrati i risultati di quelle
rienze, l'A. conclude che due radiazioni trovantesi in due
diversi dello spettro continuo prodotto dalla luce bianca
completamente indipendenti, e che non si possono, per
guenza, considerare come due componenti sinusoidali d
sola vibrazione complessa.

P. Bacc

Pietro Salvioni, *gerente responsabile.*

EFFETTO DI LUNGHI RINVENIMENTI A VARIE TEMPERATURE SULLE COSTANTI MAGNETICHE DEL FERRO,

pel Prof. DOMENICO MAZZOTTO.

(Memoria letta al Congresso di Bologna della Società Italiana di Fisica il 24 Sett. 1901).

Introduzione.

1. Un gran numero di fenomeni, studiati o scoperti in questi ultimi tempi, hanno dimostrato che i corpi solidi, ben lungi dal presentare nel loro assetto molecolare quella stabilità che era ritenuta, tempo addietro, come una delle loro più fondamentali caratteristiche, vanno soggetti a lente ma continue modificazioni che ne alterano la struttura molecolare e le proprietà. Lo spostamento dello zero dei termometri, l' elasticità susseguente, la formazione di leghe fra metalli a contatto etc. sono altrettanti esempi, ben noti, di modificazioni di tal natura.

Ammessa così nei corpi solidi una certa libertà per cui le molecole possono spostarsi in modo permanente le une rispetto alle altre, è ovvio l' ammettere che tutte le cause che aumentano la mobilità o diminuiscono i legami molecolari agevolino le modificazioni suddette. Fra tali cause potremo annoverare, gli urti, le forti pressioni ed in principal modo gli elevamenti di temperatura.

Fra i varii corpi che possono presentare tali fenomeni, il ferro presenta una importanza tutta speciale, inquantochè ad ogni variazione di struttura molecolare corrisponder deve una variazione nelle sue proprietà magnetiche, intimamente collegate colla sua struttura.

Sono da lungo tempo note le variazioni continue che subisce l' intensità magnetica delle calamite, e molti studi si fecero per costrurre calamite scevre da questo inconveniente; meno studiate furono invece le variazioni che subiscono col tempo le proprietà magnetiche del ferro, variazioni che devono avere importanza non lieve anche nella pratica, essendo

tali proprietà sfruttate in così larga scala negli apparat
tromagnetici industriali.

E fu appunto, sui trasformatori industriali a correr
ternate che fu riconosciuta per la prima volta la no
influenza che avea sulle costanti magnetiche del ferro, l'
del tempo.

G. W. Partridge [1]), infatti richiamò l'attenzione so
fatto che la permeabilità magnetica del nucleo dei tras
tori diminuiva coll'uso, così che, dopo un certo tempo,
reva una quantità di energia maggiore per produrre ur
magnetizzazione. Il fatto venne confermato dalle osservaz
molti altri ingegneri elettricisti, i quali lo attribuirc
una variazione molecolare prodotta da una specie d
tica magnetica » dipendente dal lungo ripetersi del c
magnetizzazione.

Il Mordey ([2]) studiò subito dopo l'argomento sopra
sformatori delle officine della Compagnia Brush, e c
che l'effetto osservato non era per nulla dovuto a cau
gnetiche ma esclusivamente a cause termiche, cioè dip
dal riscaldamento subìto dai nuclei di ferro mentre er
funzione. Mantenendo infatti, per molti giorni, dei tras
tori, nuovi, in una stufa a temperatura fra 60° e 75°
randoli di quando in quando per esaminarli, trovò
volta in volta cresceva il numero di watt necessari a pı
una data induzione, quantunque non fossero sottoposti
cesso magnetico che durante il tempo necessario all'e

Più tardi il Roget [3]) riprese lo studio del fenom
terminando, col mezzo dell'isteresimetro di Ewing, l'a
che subiva l'isteresi di una massa di ferro sottoponen
lunghi riscaldamenti a temperature costanti, comprese
e 700°, e trovò che il detto aumento è sensibilmente nı
queste temperature estreme, e cresce a partire da
verso un maximum che ha luogo per riscaldamenti ver

In questi esperimenti gli effetti del riscaldament
costanti magnetiche furono determinati, per dir così, in

1) G. W. Partridge " Electrician " 7 dicembre 1894.
2) W. M. Mordey. Proceed. of. the Royal Soc. di Londra. Vol. 57, p. 2
3) S. R. Roget. Proceed. Roy. Soc. Londra. Vol. 63, pag. 396 e vol. 64, pag.

inquantochè, tanto l'aumento di energia necessaria a produrre una data induzione, come l' aumento di isteresi, devono dipendere da variazioni concomitanti della permeabilità, del magnetismo residuo e della forza coercitiva.

Parendomi utile studiare le variazioni che subisce separatamente ciascuna di dette costanti, onde giudicare quali di esse abbiano azione preponderante sul fenomeno, eseguii una serie di esperienze colle quali mi proposi :

I. Di determinare quali siano le variazioni che subisce la suscettività la rimanenza e la forza coercitiva del ferro ricotto, mantenendolo per molto tempo a temperature elevate e costanti (100° — 180° — 360°).

II. Di riconoscere se le dette variazioni siano o no egualmente sensibili in tutta l' estensione della curva di magnetizzazione :

III. Di riconoscere se le modificazioni subite dal ferro in seguito a lunga permanenza (rinvenimento) ad una data temperatura lo rendessero o no immune dal subire variazioni analoghe a temperature più alte o più basse.

IV. Di riconoscere il comportamento di diverse qualità di ferro rispetto ai detti fenomeni.

Contemporaneamente alle precedenti intrapresi altre serie di esperienze sulle variazioni delle costanti magnetiche nel ferro mantenuto alla temperatura ordinaria, ma, per la lentezza colla quale queste variazioni avvengono, i risultati non possono ancora ritenersi definitivi e mi riserbo a fornirli in una pubblicazione posteriore.

Metodo ed apparecchi.

2. Il metodo seguito nelle misure fu il metodo magnetometrico, applicato giusta le norme indicate nel trattato dell' Ewing [1]); è quindi superfluo che entri, in proposito, in minuti dettagli.

[1]) J. A. Ewing. Magnetische Induktion in Eisen und verwandten Metallen. Deutsche Ausgabe 1892, II^{es} capitel.

Il rocchetto magnetizzante era verticale lungo 75 cm. e fissato ad una distanza di 32 cm. ad est dell' ago del magnetometro. La spirale magnetizzante, avvolta su vetro, era composta di due strati comprendenti complessivamente 22,1 giri per centimetro. La intensità della corrente veniva misurata con una bussola delle tangenti, a riflessione, ben lontana dal magnetometro; la costante, di questo, determinata coll' elettrolisi dell' acqua, era di 4,30 milliampère per millimetro della scala; questa era collocata a 125 cm. di distanza dal centro della bussola, per cui la forza magnetizzante corrispondente allo spostamento corretto, N, della scala era:

$$H = 0{,}1191\ N. \tag{1}$$

Il magnetometro avea un equipaggio mobile assai leggero, sospeso ad un filo di seta, e consistente di un ago magnetizzato di circa un centimetro di lunghezza applicato ad un nastrino d' alluminio verticale che portava: superiormente uno specchietto piano ed inferiormente un filo d' alluminio orizzontale immerso nell' olio di vaselina che serviva di ottimo ammorzatore rendendo l' ago assolutamente aperiodico.

L' ago era collocato nel campo magnetico terrestre rafforzato da una calamita arcuata fissa a circa 15 cm. al di sotto dell' ago; l' intensità del campo risultante, misurata col metodo delle oscillazioni, era: $F_1 = 1{,}646$ C. G. S. Le letture si facevano col mezzo di una scala divisa in doppi millimetri e distante 963 millimetri dall' ago.

Le aste da studiare aveano la lunghezza comune di 50 cm. e diametri da 6 a 7 mm. Si collocavano entro la spirale magnetizzante in modo che questa sporgesse ugualmente (di circa 8 cm.) dalle due parti. Con esperienze preliminari si constatò che i poli magnetici delle stesse si formavano a circa 2 centimetri di distanza dalle estremità, perciò la spirale magnetizzante si fissava a tale altezza che la estremità inferiore della sbarra si trovasse a 2 centimetri sotto il piano orizzontale passante per l' ago. In tal modo il polo inferiore della sbarra si trovava nel piano orizzontale dell' ago ed il superiore 55 cm. più in alto.

I valori da introdursi nella formula dell' Ewing [1])

$$I = \frac{4\,\widehat{OQ}^2\,F_1\,\mathrm{tg}\,\Theta}{\pi\,d^2\left(1-\frac{OQ}{OQ'}\right)^3}$$

per calcolare la intensità della magnetizzazione I, erano per[ci]ò i seguenti:

$$OQ = 32{,}1 \qquad OQ' = 63{,}7 \qquad F_1 = 1{,}646 \qquad \mathrm{tg}\,\Theta = \frac{\Delta}{963}$$

[co]sì che il valore di I corrispondente ad una deviazione cor[r]etta, Δ, della scala era dato dalla:

$$I = \frac{2{,}572}{d^2}\,\Delta = K\,\Delta$$

[i]n cui d rappresenta il diametro della sbarra.

L' effetto della spirale magnetizzante sull' ago veniva neu[t]ralizzato da una spirale compensante collocata ad opportuna [d]istanza dall' ago e percorsa dalla corrente magnetizzatrice [e] finalmente, l' effetto della induzione terrestre veniva neu[t]ralizzato da una corrente indipendente che percorreva una [s]pirale supplementare avvolta attorno alla spirale magnetiz[z]ante.

Procedimento nelle determinazioni.

3. Per procedere ad una determinazione si collocava la [s]barra da studiare entro il rocchetto magnetizzante e la si [s]ottoponeva al processo di scalamitazione col far passare pel [ro]cchetto una serie di correnti alternate di intensità decre[sc]ente fino a zero, e replicando l' operazione, modificando di [v]olta in volta l' intensità della corrente compensatrice del [ca]mpo terrestre, fino a che l' ago del magnetometro ritornasse [a]l punto che segnava quando il rocchetto magnetizzante era [t]olto.

Ottenuta la scalamitazione, si lasciava inalterata la cor[r]ente compensante e si faceva percorrere alla sbarra un mezzo [ci]clo di magnetizzazione sottoponendola all' azione del campo

1) *Ewing*, l. c. pag. 40.

magnetizzante, prima crescente per piccoli gradi da
H = 0,15 ad H = 40 unità, poi decrescente fino ad H
finalmente col campo invertito fino a ridurre a zero la
zione del magnetometro. Di volta in volta si notavano le
zioni del magnetometro e della bussola.

Calcolati col mezzo delle formule (1) e (2) i valo
ed H corrispondenti alle osservazioni suddette, costruiva l
di magnetizzazione I = *f* (H) e deduceva da queste i val
corrispondenti ai valori fissi di H che figurano nella
colonna delle tabelle dei risultati.

Avendo le esperienze preliminari indicato che le m
variazioni nella suscettività avvenivano nelle parti i
della curva ascendente di magnetizzazione, volli esami
ciò avvenisse anche pel magnetismo residuo; perciò, o
determinazione del magnetismo residuo corrisponden
intensità magnetica massima raggiunta, che risulta
mente dalle determinazioni sopraddette quando si rende
determinai quello corrispondente ad un campo di poco in
alle 5 unità interrompendo per pochi istanti la corre
rante il periodo di intensità crescente. E perchè i val
magnetismo residuo così ottenuti fossero paragonabili,
cura di annullare il campo quando fosse raggiunto l
valore d'intensità magnetica in tutte le determinazio
colla stessa sbarra, il che si otteneva regolando, verso
la corrente con un reocordo.

Collo stesso mezzo si regolava la corrente magne
alla fine del ramo d'intensità crescente affinchè l'i
magnetica massima raggiunta fosse la stessa in tutte
rienze colla stessa sbarra.

Esperienze eseguite.

4. Feci le esperienze sopra tre qualità di ferro:

Ferro Best . . .	$d = 0{,}698$ cm.	K = 5,28
» svedese . .	$d = 0{,}620$ »	K = 6,69
Acciaio da trivelle.	$d = 0{,}595$ »	K = 7,2[illegible]

Ecco alcuni dati magnetici relativi ai tre campioni allo stato di ricottura.

	Best	Svedese	Acciaio
Suscettività nel campo H = { 0,25 .	30,4	25,6	16,0
Suscettività nel campo H = { 40 .	27,7	27,7	25,4
Suscettività massima	81,8	85,0	56,3
Intensità massima di magnetizzazione raggiunta	1110	1108	1015
Magnetismo residuo	108	227	450
Forza coercitiva.	—1,07	—1,82	—4,44

Si vede che i tre campioni presentano pressochè la stessa suscettività media nel campo di 40 unità ma che nei campi deboli la suscettività diminuisce secondo l' ordine Best, svedese, acciaio e che secondo lo stesso ordine crescono il magnetismo residuo e la forza coercitiva.

Le determinazioni del ciclo di magnetizzazione si fecero dapprima sui campioni allo stato naturale di provenienza (determinazioni non riportate nelle tabelle) e si ripeterono sui campioni ricotti per oltre un' ora al rosso vivo.

Si sottoposero poi i tre campioni, sempre uniti, al rinvenimento a 100° entro un largo tubo verticale di ferro contenente dell' acqua in continua ebullizione. Di quando in quando i campioni venivano tolti e raffreddati per fare su di essi una nuova determinazione del ciclo di magnetizzazione.

In complesso la durata del rinvenimento a 100° fu di 519 ore in dodici riprese (Tabelle I, II e III).

I campioni furono poi sottoposti ad un nuovo ricuocimento che li condusse perfettamente allo stato che aveano dopo la prima ricottura ed in seguito si fecero rinvenire nell' anilina bollente (180°) per 420 ore in otto riprese, dopo ciascuna delle quali veniva determinato il ciclo di magnetizzazione (Tabelle IV, V, VI).

In seguito i campioni furono sottoposti, *senza ricuocerli*, ad un rinvenimento di 100 ore a 100° in 5 riprese e poi ad uno di 24 ore a 180° (Tab. X) per riconoscere se lo stato di stabilità acquistato col rinvenimento a 180° li rendesse immuni dal subire variazioni a temperature differenti.

Finalmente, ricondotti che furono alle condizioni normali mediante nuova ricottura al calore rosso, si sottoposero, nel mercurio bollente, al ricuocimento a 360° che durò 190 ore, in sette riprese, ciascuna delle quali seguìta da una determinazione del ciclo (Tabelle VII, VIII, IX).

Nel ricuocimento a 360° le sbarre erano immerse direttamente nel liquido bollente, nei rinvenimenti a 100° ed a 180° erano contenute entro un tubo di ferro ripieno di mercurio e così preservate dal contatto col liquido bollente che avrebbe potuto alterarle.

Le ricotture si facevano entro una cassetta di ferro ripiena di piombo nel quale le sbarre erano completamente immerse per sottrarle al contatto dell' aria.

Tutte le determinazioni si facevano sulle sbarre raffreddate per almeno 12 ore nell' aria, ma, tenuto conto che le variazioni colla temperatura delle costanti magnetiche quì studiate sono pressochè insensibili per temperature non troppo elevate, si può ritenere che i risultati ben poco differiscano da quelli che avrebbero fornito i campioni a caldo.

Risultati sperimentali.

5. Nelle Tabelle dei risultati (I-IX) figurano i valori assoluti di I e della suscettività I:H solo per le sbarre ricotte, (colonna 2ª e 3ª) e per le sbarre alla fine del rinvenimento (ultima colonna). Per le sbarre negli stadi intermedi del rinvenimento sono dati i valori relativi percentuali che si ottengono indicando con 100 il valore di I od I : H che, per la corrispondente intensità del campo, presentavano le sbarre ricotte. Resta così facilitato il riconoscere e confrontare l' entità delle variazioni che subiscono le costanti magnetiche nei successivi stadi del rinvenimento.

Dai detti valori relativi si potrà sempre calcolare i valori assoluti dai quali furono dedotti, moltiplicandoli pel rispettivo valore assoluto di I od I : H dato per le sbarre ricotte, e dai valori assoluti si potrà anche risalire a conoscere le deviazioni corrispondenti degli strumenti di misura. Cioè, le deviazioni

della bussola si avranno dividendo i valori di H pel coefficiente costante 0,1191 [Vedi formula (1)] e le deviazioni del magnetometro, dividendo i valori assoluti di I pel valore di K segnato in testa alle singole tabelle [Vedi formula (2)].

Discussione dei risultati.

Rinvenimento a 100°.

6. *Suscettività.* — Dalle tabelle I, II e III risulta chiaramente che l'effetto del prolungato rinvenimento è una diminuzione della suscettività magnetica; questa diminuzione è molto forte nei campi deboli e va man mano attenuandosi coll'aumentare della intensità del campo ma è ancora molto sensibile nei campi cui corrisponde il massimo di suscettività. In seguito va gradatamente diminuendo e nel massimo campo raggiunto di 40 C. G. S., detta diminuzione è quasi insensibile.

La suscettività nei campi deboli si ridusse al 20 % del valore iniziale nel ferro Best, al 30 % nel ferro svedese ed al 70 % nell'acciaio. Nell'acciaio la massima diminuzione di suscettività non si ebbe nei campi più deboli, ma in un campo di intensità $H = 3$ circa.

Ramo discendente. — Nel ramo discendente delle curve di magnetizzazione l'effetto del rinvenimento è di senso opposto a quello del ramo ascendente, si ha perciò, a parità di campo, una intensità magnetica maggiore nel metallo rinvenuto che nel metallo ricotto. Finchè il campo si mantiene elevato le differenze sono assai piccole, minori ancora di quanto lo erano nei campi corrispondenti del ramo ascendente, ma aumentano rapidamente nei campi induttivi deboli, così che la influenza del rinvenimento si risente più specialmente sul magnetismo residuo e sulla forza coercitiva.

Tabella I.

Rinvenimenti a 100°.

Ferro Best K = 5

H	Valori assoluti pel ferro ricotto		VALORI PERCENTUALI di I ed I : H										
			Ferro ricotto	Ferro rinvenuto a 100° per ore:									
	I	I : H		3	9	20	46	88	127	199	271	353	43
				Ramo di intensità crescente.									
0,25	7,6	30,4	100	56	42	26	25	20	26	26	26	26	23
0,50	17,8	35,6	100	60	42	25	25	18	22	22	22	22	22
1,00	43,1	43,1	100	72	46	26	23	20	21	21	21	23	21
1,50	80,0	53,3	100	80	53	29	24	23	23	23	23	23	21
2,0	121	60,5	100	83	59	33	26	26	26	26	26	26	25
3,0	216	72,0	100	89	69	44	36	35	35	32	32	32	29
4,0	311	77,8	100	91	76	53	45	43	43	41	41	41	39
5,0	406	81,2	100	93	80	61	53	50	49	47	47	48	46
0,0	**68,6**	M. Res.	**100**	**136**	**197**	**263**	**291**	**292**	—	—	—	—	—
6,0	491	81,8	100	94	83	68	61	58	58	58	60	58	58
8,0	641	80,1	100	97	88	76	70	68	69	67	68	68	69
10,0	752	75,2	100	97	90	81	77	76	76	75	76	76	75
12,0	850	70,8	100	97	91	85	82	82	83	83	82	83	82
15,0	909	60,6	100	99	96	92	88	87	87	87	87	88	86
20,0	992	49,6	100	100	98	96	95	94	94	95	96	95	9
25,0	1030	41,2	100	100	99	97	96	96	97	98	97	97	9
30,0	1061	35,4	100	101	100	99	99	98	99	96	96	96	9
35,0	1085	31,0	100	100	100	100	99	99	97	97	97	97	9
40,0	1110	27,7	100	101	100	100	99	99	98	98	98	98	9
				Ramo di intensità decrescente.									
40,0	1110	.....	100	100	100	99	99	99	—	—	—	—	-
9,0	870	.....	100	101	102	103	102	102	—	—	—	—	-
5,0	650	.....	100	102	108	113	114	114	—	—	—	—	-
0,0	**108**	M. Res.	**100**	**127**	**181**	**256**	**287**	**294**	**296**	**296**	**296**	**296**	**2**
—1,07	**0**	F. Coerc.	**100**	**131**	**187**	**268**	**307**	**332**	—	—	—	—	-

TABELLA II.

Rinvenimenti a 100°.

Ferro Svedese K = 6,69.

H	Valori assol. pel ferro ricotto		VALORI PERCENTUALI di I ed I : H												Valori finali assol.
			Ferro ricotto	Ferro rinvenuto a 100° per ore:											
	I	I : H		3	9	20	46	88	127	199	271	353	435	519	I : H
						Ramo di intensità crescente.									
0,25	6,4	25,6	100	64	69	36	19	30	31	31	35	31	31	31	7,9
0,50	14,2	28,4	100	85	75	35	29	30	32	32	35	32	32	32	9,1
1,00	32,2	32,2	100	94	82	53	39	37	34	31	34	28	31	28	9,7
1,50	61,0	40,7	100	95	85	61	44	39	34	34	37	34	34	34	13,8
2,0	100	50,0	100	94	87	64	47	42	40	40	38	36	36	36	18,0
3,0	198	66,6	100	95	89	70	56	51	51	50	46	47	45	45	30,0
4,0	305	76,2	100	96	89	76	65	60	60	58	56	55	55	55	41,9
5,0	411	82,2	100	98	93	80	71	67	67	66	66	65	63	65	52,6
0,0	**144**	M. Res.	**100**	**104**	**117**	**138**	**157**	**162**	—	—	—	—	—	—	—
6,0	510	85,0	100	97	94	83	75	72	74	73	72	71	72	72	61,2
8,0	670	83,8	100	98	96	90	82	80	80	79	79	80	80	80	67,0
10,0	788	78,8	100	97	96	91	87	85	86	87	85	84	85	85	67,0
12,0	863	71,9	100	97	97	94	92	91	91	90	92	91	90	91	65,4
15,0	933	62,2	100	100	99	98	96	94	94	95	94	94	95	94	58,4
20,0	999	50,0	100	100	98	98	97	96	97	96	96	97	97	96	48,0
25,0	1030	41,2	100	100	99	99	98	97	98	97	96	97	96	97	40,0
30,0	1068	35,6	100	99	99	99	99	98	97	96	96	97	96	97	34,5
35,0	1088	31,1	100	100	100	100	100	99	98	97	96	98	98	98	30,5
40,0	1108	27,7	100	100	100	100	100	99	98	97	95	98	99	99	27,4
						Ramo di intensità decrescente.									
40,0	1108	......	100	100	100	100	100	99	98	97	95	98	99	99	—
9,0	925	......	100	100	101	101	101	100	—	—	—	—	—	—	—
5,0	808	......	100	100	102	102	104	104	—	—	—	—	—	—	—
0,0	**227**	M. Res.	**100**	**105**	**118**	**146**	**167**	**172**	**178**	**178**	**178**	**179**	**180**	**182**	—
-1,82	0	F. Coerc.	**100**	**111**	**124**	**152**	**177**	**184**	—	—	—	—	—	—	—

Tabella III.

Rinvenimenti a 100°.

Accciaio da trivelle K = 7,26

H	Val. assol. per acciaio ricotto		VALORI PERCENTUALI di I ed I:H										
			Acciaio ricotto	Acciaio rinvenuto a 100° per ore :									
	I	I:H		3	9	20	46	88	127	199	271	353	435
				Ramo di intensità crescente.									
0,25	4,0	16,0	100	88	95	97	88	82	75	75	75	75	75
0,50	8,4	16,8	100	93	94	109	98	86	83	83	83	77	77
1,00	17,7	17,7	100	94	99	107	97	89	90	90	85	85	85
1,50	32	21,3	100	100	97	100	94	85	81	81	75	75	75
2,0	50	25,0	100	100	98	102	92	82	78	76	72	74	68
3,0	96	32,0	100	98	100	100	93	81	78	71	68	66	63
4,0	147	36,7	100	98	100	100	94	87	83	78	74	69	67
5,0	202	40,4	100	100	102	100	96	90	85	81	78	74	70
0,0	**97**	M. Res.	**100**	**105**	**103**	**105**	**106**	**107**	—	—	—	—	—
6,0	273	45,5	100	99	101	98	96	91	84	80	79	75	71
8,0	417	52,1	100	99	100	98	96	92	87	83	79	73	73
10,0	552	55,2	100	98	98	99	96	94	89	85	84	80	76
12,0	676	56,3	100	97	97	99	98	97	92	88	85	82	79
15,0	780	52,0	100	96	100	101	99	97	94	91	90	88	85
20,0	862	43,1	100	100	100	100	99	99	96	95	95	94	91
25,0	911	36,4	100	100	100	100	100	100	97	96	97	94	95
30,0	960	32,0	100	100	100	100	100	100	98	98	98	99	97
35,0	989	28,3	100	100	100	100	100	99	99	99	98	99	98
40,0	1015	25,4	100	100	100	100	99	97	97	97	95	97	96
				Ramo di intensità decrescente.									
40,0	1015	....	100	100	100	100	99	97	97	97	95	97	96
9,0	870	....	100	99	99	100	99	100	—	—	—	—	—
5,0	795	....	100	101	100	100	101	100	—	—	—	—	—
0,0	**450**	M. Res.	**100**	**103**	**101**	**102**	**106**	**106**	**103**	**104**	**103**	**110**	**110**
—4,44	**0**	F. Coe.	**100**	**105**	**101**	**101**	**101**	**106**	—	—	—	—	—

Magnetismo residuo. — Il magnetismo residuo aumenta adunque in modo considerevole col rinvenimento e l'aumento si presenta nelle stesse proporzioni nei campi magnetici di media intensità (5 unità) come nei campi magnetici intensi (40 unità).

Anche sotto questo riguardo le variazioni sono massime nel ferro Best, il cui magnetismo residuo diventa, col rinvenimento, quasi triplo del valore che avea nel ferro ricotto; sono minori, ma ancora assai marcate, nel ferro svedese nel quale diventa quasi doppio e minime nell'acciaio in cui l'aumento è solo di $^1/_{10}$.

Forza coercitiva. — La forza coercitiva, misurata dalla intensità del campo che rende $I = 0$, aumenta sensibilmente nella stessa proporzione in cui aumenta il magnetismo residuo.

Effetto della durata del rinvenimento. — La rapidità colla quale avvengono le dette variazioni è tanto maggiore quanto maggiore dovrà essere la variazione finale. Così il ferro Best, che presenta le massime variazioni, raggiunge il valore limite della suscettività in circa 50 ore; il ferro svedese, che presenta variazioni meno intense, subisce anch'esso la maggior parte delle variazioni nelle prime 50 ore ma poi la variazione continua avvicinandosi asintoticamente al suo valore limite, presentando però leggere variazioni anche dopo 200 ore di rinvenimento; infine le variazioni dell'acciaio, che sono le minime, si producono ancora più lentamente e sono sensibili anche dopo 500 ore di rinvenimento.

Queste ultime relazioni, meglio che dalle tabelle numeriche, si possono riconoscere dalle curve della Tavola VI.

Rinvenimenti a 180° (Tabelle IV, V e VI).

Nelle loro linee generali gli effetti del rinvenimento a 180° sono analoghi a quelli del rinvenimento a 100°; cioè: diminuzioni di suscettività tanto più sensibili quanto meno intenso è il campo; aumenti di magnetismo residuo nelle stesse proporzioni tanto per forze magnetizzanti medie che forti; aumenti di forza coercitiva proporzionali agli aumenti di magnetismo residuo; variazioni decrescenti dal ferro Best allo svedese e da questo all'acciaio.

TABELLA IV.

Rinvenimenti a 180°.

Ferro Best K = 5,28

H	Valori assoluti pel ferro ricotto		VALORI PERCENTUALI di I ed H:I									Val fin as
			Ferro ricotto	Ferro rinvenuto a 180° per ore:								
	I	I:H		1	3	8	50	120	220	320	420	I
Ramo di intensità crescente.												
0,25	7,6	30,4	100	43	28	34	34	63	61	58	55	1
0,50	17,9	35,8	100	45	32	40	39	52	55	55	55	1
1,00	44,6	44,6	100	47	45	44	49	56	52	53	54	2
1,50	81,1	54,0	100	52	54	50	54	54	53	54	54	2
2,0	122,0	61,0	100	59	62	57	62	58	56	57	57	3
3,0	216,0	72,0	100	70	73	68	73	67	64	64	63	4
4,0	312,0	78,0	100	75	79	75	80	74	71	72	73	5
5,0	409,0	81,8	100	79	82	79	83	79	78	79	79	6
0,0	**73,9**	M. Resid.	**100**	**181**	**166**	**186**	**173**	**197**	**190**	**190**	**197**	
6,0	500	83,3	100	82	86	83	88	84	83	83	83	
8,0	660	82,5	100	85	89	87	91	90	89	89	89	
10,0	768	76,8	100	89	91	91	94	93	92	93	93	
12,0	856	71,3	100	92	95	94	97	94	95	95	95	
15,0	910	60,7	100	97	98	98	100	98	98	98	98	
20,0	991	49,5	100	97	98	98	99	98	98	97	97	
25,0	1026	41,0	100	99	99	99	100	99	99	98	98	
30,0	1064	35,5	100	98	99	99	99	98	98	98	98	
35,0	1085	31,0	100	100	100	100	100	98	98	98	98	
40,0	1098	27,4	100	101	100	100	100	99	99	99	99	
Ramo di intensità decrescente.												
40,0	1098	....	100	101	100	100	100	99	99	98	99	
9,0	882	....	100	100	100	101	103	102	102	102	101	
5,0	655	....	100	107	107	109	110	116	116	116	116	
0,0	**110**	M. Res.	**100**	**167**	**158**	**174**	**162**	**192**	**197**	**198**	**195**	
—1,20	**0,0**	F. Coerc.	**100**	**167**	**146**	**170**	**154**	**175**	**183**	**182**	**178**	

Tabella V.

Rinvenimenti a 180°.

Ferro svedese K = 6,69

H	Valori assoluti pel ferro ricotto: I	Valori assoluti pel ferro ricotto: I : H	VALORI PERCENTUALI di I ed I : H — Ferro ricotto	Ferro rinvenuto a 180° per ore: 1	3	8	20	120	220	320	420	Valori finali assol. I : H
			Ramo di intensità crescente.									
0,25	5,8	23,2	100	100	48	45	41	69	75	55	41	11,1
0,50	12,3	24,6	100	102	52	50	46	65	75	58	58	14,3
1,00	30,8	30.8	100	95	57	53	49	60	66	49	53	15,7
1,50	60,0	40,0	100	95	65	57	53	57	60	50	53	20,4
2,0	99,0	49,5	100	94	69	61	58	58	58	52	53	25,7
3,0	196	65.3	100	95	77	70	69	65	64	60	61	39,8
4,0	301	75,2	100	94	84	81	76	74	74	73	70	54,1
5,0	407	81,4	100	96	84	85	83	80	80	78	78	63,5
0,0	**149**	**M. Resid.**	**100**	**115**	**132**	**140**	**143**	**150**	—	**150**	**146**	—
6,0	508	84,7	100	96	91	89	86	86	84	83	82	69,5
8,0	665	83,1	100	99	95	95	92	92	92	90	89	74,8
10,0	784	78,4	100	97	95	95	93	92	92	92	91	72,1
12,0	852	71,0	100	99	98	99	97	96	96	96	95	68,2
15,0	923	61,5	100	100	99	99	98	98	97	97	97	59,7
20,0	986	49,3	100	100	100	100	99	98	98	98	97	48,3
25,0	1020	40,8	100	100	100	100	99	99	99	99	98	40,0
30,0	1054	35,1	100	100	100	100	100	99	99	99	98	34,7
35,0	1075	30,7	100	100	100	100	100	99	99	99	99	30,4
40,0	1090	27,2	100	101	101	101	100	100	100	100	100	27,2
			Ramo di intensità decrescente.									
40,0	1090	......	100	101	101	101	100	100	99	100	100	—
9,0	920	......	100	100	102	102	102	100	101	101	101	—
5,0	809	......	100	101	104	106	106	104	105	105	104	—
0,0	**234**	**M. Resid.**	**100**	**114**	**135**	**143**	**147**	**154**	**159**	**158**	**156**	—
−2,01	**0,0**	**F. Coerc.**	**100**	**112**	**124**	**129**	**130**	**140**	**145**	**141**	**141**	—

TABELLA VI.

Rinvenimenti a 180°.

Acciaio da trivelle K = 7,

H	Valori assoluti per acciaio ricotto		VALORI PERCENTUALI di I ed I : H								
			Acciaio ricotto	Acciaio rinvenuto a 180° per ore:							
	I	I : H		1	3	8	20	120	220	320	420
				Ramo di intensità crescente.							
0,25	4,0	16,0	100	120	95	90	83	100	100	95	85
0,50	8,4	16,8	100	108	92	95	88	95	100	93	90
1,00	17,2	17,2	100	109	101	95	90	95	100	98	91
1,50	32,0	21,3	100	103	94	88	81	88	84	84	78
2,0	51,0	25,5	100	104	88	84	80	78	76	76	73
3,0	94	31,3	100	105	95	90	87	80	77	75	70
4,0	144	36,0	100	102	96	93	93	86	82	79	75
5,0	198	39,6	100	102	98	97	96	91	87	84	79
0,0	**100**	M. Res.	**100**	**103**	**103**	**102**	**103**	**101**	**98**	**94**	**92**
6,0	264	44,0	100	104	99	98	97	94	89	86	80
8,0	401	50,1	100	102	101	101	100	98	94	90	86
10,0	544	54,4	100	100	98	99	97	96	93	89	87
12,0	660	55,0	100	100	99	100	98	97	95	92	90
15,0	760	50,7	100	101	99	100	99	99	96	94	92
20,0	862	43,1	100	100	99	99	99	98	97	95	94
25,0	906	36,2	100	100	100	100	100	99	97	97	96
30,0	950	31,7	100	100	100	100	100	99	98	98	97
35,0	980	28,0	100	100	100	100	100	99	98	99	98
40,0	1001	25,0	100	102	100	101	100	100	100	99	98
				Ramo di intensità decrescente.							
40,0	1001	....	100	101	100	101	100	100	99	99	98
9,0	860	....	100	100	100	100	100	100	98	97	96
5,0	795	....	100	100	100	100	101	100	98	97	94
0,0	**459**	M. Res.	**100**	**101**	**101**	**101**	**101**	**101**	**100**	**100**	**99**
—4,62	**0,0**	F. Coerc.	**100**	**99**	**100**	**100**	**100**	**100**	**101**	**103**	**10**

Tutte queste variazioni però si manifestano più rapidamente e sono meno intense che alla temperatura di 100°. Così p. es. le diminuzioni massime di suscettività che pel rinvenimento a 100° erano pel ferro Best, per lo svedese e per l'acciaio rispettivamente dell'80, 70 e 30 %, pel rinvenimento a 180° sono ordinatamente del 45, 45 e 25 %, ed il magnetismo residuo e la forza coercitiva che a 100° salirono rispettivamente a 3; 2; 1,14 volte il valore iniziale, non salgono a 180° che a 2; 1,5; 1,05 volte quel valore.

Le dette variazioni si manifestano inoltre a 180° con minore regolarità che a 100°, così che, invece che aversi col procedere del rinvenimento una variazione regolare e continua nel medesimo senso, si hanno, specialmente nelle prime ore, delle variazioni irregolari, talvolta in senso opposto a quello della deviazione definitiva. Anche lo stato finale raggiunto dopo più centinaia di ore di rinvenimento a 180° non presenta la stabilità che presentava dopo il rinvenimento a 100°.

L'intera serie di esperienze fu ripetuta due volte mettendo ogni cura perchè la temperatura di rinvenimento fosse ben costante e si ebbero in tutte e due le serie irregolarità analoghe ma diversamente distribuite. Le irregolarità maggiori si manifestano nelle suscettività pei campi deboli.

Rinvenimenti a 360° (Tabelle VII, VIII e IX).

Questi modificano le proprietà magnetiche del ferro ricotto nello stesso senso ma con intensità ancora minore dei rinvenimenti a 180°, così che, tanto nel ferro Best che nello svedese la diminuzione di suscettività nei campi deboli e l'aumento di magnetismo residuo ammontano solo a circa 20 % del valore iniziale nel ferro ricotto.

Tabella VII.

Rinvenimenti a 360°.

Ferro Best K = 5,2[illegible]

H	Valori assoluti pel ferro ricotto		VALORI PERCENTUALI di I ed I:H							
			Ferro ricotto	Ferro rinvenuto a 360° per ore:						
	I	I : H		1	4	13	40	92	150	190
			Ramo di intensità crescente.							
0,25	9,5	38,0	100	81	81	91	81	81	81	81
0,50	20,4	40,8	100	85	80	106	80	80	76	85
1,00	46,0	46,0	100	92	85	100	77	79	74	81
1,50	84,0	56,0	100	94	90	95	81	81	81	84
2,0	124,0	62,0	100	98	95	97	88	86	86	8[illegible]
3,0	214,0	71,3	100	98	94	93	88	87	87	8[illegible]
4,0	304,0	76,0	100	99	95	93	89	89	88	8[illegible]
5,0	400,0	80,0	100	100	97	94	90	90	88	8[illegible]
0,0	**76**	M. Resid.	**100**	**110**	**107**	**112**	**108**	**117**	**110**	**11**[illegible]
30	1052	351	100	100	100	100	101	101	99	9[illegible]
35	1077	308	100	100	100	100	100	100	99	10[illegible]
40	1092	273	100	100	100	100	101	101	100	10[illegible]
			Ramo di intensità decrescente.							
40	1092	....	100	100	100	100	101	101	100	1[illegible]
0	**116**	M. Resid.	**100**	**113**	**116**	**121**	—	**118**	**112**	**11**[illegible]
— 1,07	**0,0**	F. Coerc.	**100**	**112**	**119**	**122**	**116**	**121**	**119**	**12**[illegible]

Tabella VIII.

Rinvenimenti a 360°.

Ferro Svedese $K = 6,69$

H	Valori assoluti pel ferro ricotto		VALORI PERCENTUALI di I ed I:H								Valori finali assol.
			Ferro ricotto	Ferro rinvenuto a 360° per ore:							
	I	I:H		1	4	13	40	92	150	190	I:H

Ramo di intensità crescente.

H	I	I:H	Ferro ricotto	1	4	13	40	92	150	190	I:H
0,25	7,5	30,0	100	61	86	47	60	60	47	47	14,1
0,50	15,6	31,2	100	75	83	58	77	64	45	58	15,9
1,00	35,0	35,0	100	79	92	83	94	77	63	80	24,8
1,50	64,0	42,7	100	78	83	76	83	78	64	76	29,9
2,0	100,0	50,0	100	80	84	79	84	74	73	82	39,0
3,0	195,0	65,0	100	85	87	87	88	89	84	86	55,3
4,0	300,0	75,0	100	89	91	90	91	91	89	89	66,7
5,0	404,0	80,8	100	92	92	92	92	92	92	92	74,3
0,0	**149**	**M. Res.**	**100**	**123**	**121**	**121**	**121**	**128**	**118**	**115**	—
30	1046	34,9	100	100	99	100	100	100	97	98	34,2
35	1070	30,6	100	99	100	100	100	101	98	99	30,3
40	1091	27,3	100	99	100	100	100	100	99	99	27,0

Ramo di intensità decrescente.

H	I	I:H	Ferro ricotto	1	4	13	40	92	150	190	I:H
40	1091	....	100	99	100	100	100	100	99	99	—
0	**239**	**M. Res.**	**100**	**124**	**121**	**122**	**122**	**122**	**119**	**118**	—
−1,05	**0,0**	**F. Coerc.**	**100**	**114**	**113**	**115**	**114**	**120**	**110**	**115**	—

Tabella IX.

Rinvenimenti a 360°.

Acciaio da trivelle K = 7,2

H	Valori assoluti per acciaio ricotto		VALORI PERCENTUALI di I ed I:H							
			Acciaio ricotto	Acciaio rinvenuto a 360° per ore:						
	I	I:H		1	4	13	40	92	150	19
			Ramo di intensità crescente.							
0,25	4,0	16,0	100	90	90	105	105	105	105	10
0,50	8,3	16,6	100	98	98	86	86	86	98	8
1,00	17,7	17,7	100	100	113	102	96	90	90	9
1,50	30	20,0	100	100	110	99	90	87	87	8
2,0	46	23,0	100	100	104	93	91	85	87	8
3,0	91	30,3	100	95	97	94	96	95	95	9
4,0	142	35,5	100	94	94	92	96	94	97	9
5,0	196	39,2	100	97	97	95	93	93	96	9
0,0	**99,5**	M. Resid.	**100**	**98**	**104**	**98**	**101**	**101**	**103**	**1**
30	949	33,6	100	100	100	99	100	100	99	[illegible]
35	980	28,0	100	100	100	99	99	99	99	[illegible]
40	1000	25,0	100	100	100	101	99	100	99	[illegible]
			Ramo di intensità decrescente.							
40	1000	....	100	100	101	101	99	100	99	
0,0	**465**	M. Resid.	**100**	**101**	**102**	**98**	**100**	**100**	**101**	**1**
—4,59	**0,0**	F. Coerc.	**100**	**101**	**100**	**96**	**101**	**97**	**99**	[illegible]

Tali variazioni si compiono per la massima parte entro la prima ora di rinvenimento, i rinvenimenti successivi non producendo che delle piccole variazioni irregolari.

Nell'acciaio le variazioni sono ancora minori, cioè del 10% per la suscettività nei campi deboli, quasi nulle pel magnetismo residuo, ed avvengono con grande lentezza.

Rinvenimenti consecutivi a temperature differenti.

Operai, come dissi, sopra i tre soliti campioni dopochè avevano subito per 420 ore il rinvenimento a 180° sottoponendoli, senza ricuocerli, al rinvenimento a 100°. I risultati sono registrati nella tabella X nella quale figurano, non già i valori percentuali, ma i valori assoluti della intensità magnetica nei varii stadii del rinvenimento.

Osservando la 3ª colonna si riconosce che il primo effetto del rinvenimento a 100° susseguente a quello a 180°, fu di aumentare alquanto, nel ferro Best e nello svedese, la intensità magnetica nei singoli campi, allontanandola dal valore che aveva assunto alla fine del rinvenimento a 100°, valore che, per comodità di confronto, è registrato nell'ultima colonna; ma le colonne successive alla 3ª indicano che, dopo i rinvenimenti successivi le intensità magnetiche, corrispondenti a campi eguali, vanno gradualmente diminuendo verso il valore limite dell'ultima colonna spettante al ferro rinvenuto a 100°.

Contemporaneamente anche il magnetismo residuo sale al valore che presentava il ferro rinvenuto a 100°, come è indicato dall'ultima riga dei tre specchietti.

La rapidità colla quale si manifestano queste variazioni è però minore di quella del ferro ricotto rinvenuto alla stessa temperatura e sarebbero occorse più centinaia di ore perchè fosse raggiunta la variazione totale; non credetti però necessario procedere tanto oltre, ma dopo circa 100 ore di rinvenimento a 100°, riportai i campioni nell'ambiente a 180° per 24 ore per vedere se tendevano a riprendere le condizioni primitive. Così fu infatti; i valori registrati nella penultima colonna dimostrano che la suscettività magnetica, che era diminuita pei rinvenimenti a 100°, risalì nelle 24 ore quasi al valore limite che spetta al ferro rinvenuto a 180° e che il magnetismo residuo discese verso il limite stesso.

Tabella X.

Rinvenimenti successivi a temperature diverse.

H	TEMPERATURE 180°	100°					180°	Rinvenimento [illegible]
	ORE SUCCESSIVE 420	3	6	11	33	48	24	
	Intensità magnetica (valori assoluti)							Va[illegible] fin[illegible]
				Ferro Best.				
0,25	4,2	6	4	5	2	2	4	
0,50	9,8	14	9	8	6	6	9	
1,00	24,1	28	22	22	17	15	22	
1,50	43,8	48	40	40	34	30	40	1[illegible]
2,00	69,5	74	64	64	56	48	65	[illegible]
3,00	136,0	139	119	117	101	99	128	[illegible]
4,00	228,0	226	213	211	193	174	214	1[illegible]
5,00	323,0	324	308	301	284	261	308	1[illegible]
40,00	1087,0	1087	1087	1087	1087	1088	1087	10[illegible]
M. Rem.	**226**	**231**	**231**	**244**	**268**	**278**	**246**	[illegible]
				Ferro Svedese.				
0,25	2,4	4	2	2	2	2	3	
0,50	7,1	10	7	6	5	5	7	
1,00	16,3	20	16	14	12	12	16	
1,50	31,8	36	29	27	26	24	30	[illegible]
2,00	52,5	57	51	48	45	42	50	[illegible]
3,00	120,0	121	114	109	102	95	116	[illegible]
4,00	211,0	216	201	197	187	178	202	1[illegible]
5,00	317,0	316	301	299	280	266	296	2[illegible]
40,00	1090,0	1090	1090	1092	1092	1095	1095	10[illegible]
M. Rem.	**365**	**368**	**368**	**371**	**382**	**397**	**370**	[illegible]
				Acciaio da trivelle.				
0,25	3,4	3	3	3	3	3	3	
0,50	7,6	8	8	8	8	8	8	
1,00	15,7	17	17	17	17	16	15	
1,50	25,0	26	26	26	25	24	25	
2,00	37,2	40	40	40	39	38	38	
3,00	65,8	67	67	67	66	65	65	
4,00	108,0	112	111	111	108	107	108	
5,00	156,0	158	154	159	166	162	165	1[illegible]
40,0	990,0	991	991	993	992	992	993	9[illegible]
M. Rem.	**454**	**452**	**450**	**446**	**429**	**441**	**435**	[illegible]

L'acciaio subì in queste esperienze variazioni insensibili, in causa, certo, della maggior lentezza colla quale esso subisce gli effetti del rinvenimento.

Da queste osservazioni risulta che lo stato magnetico definitivo che assume il ferro per lunga permanenza ad una data temperatura, è lo stesso sia che il ferro inizialmente fosse ricotto o rinvenuto a temperatura più alta o più bassa di quella. Non è quindi possibile impartirgli, con questo mezzo, immunità alle variazioni.

Rappresentazione grafica dei risultati.

7. Nella tavola annessa (Tav. VI) sono rappresentati graficamente i principali risultati di queste esperienze. Nella metà superiore della tavola sono messe a confronto le curve della suscettività (le ordinate rappresentano i valori *assoluti* della suscettività I : H e le ascisse il campo magnetizzante H) delle singole sbarre ricotte con quelle delle stesse sbarre alla fine dei rinvenimenti a 360° a 180° ed a 100°, quali risultano dall'ultima colonna delle tabelle numeriche.

Si constata, quanto già sopra si è osservato, che l'effetto generale è una diminuzione di suscettibilità tanto maggiore quanto più bassa fu la temperatura di rinvenimento, e che tale diminuzione non si manifesta che rispetto a campi di debole o media intensità mentre pei campi di intensità elevata le curve di suscettività si confondono, dimostrando che i rinvenimenti non hanno effetto sensibile sulla suscettività nei campi elevati.

Si riconosce pure che le maggiori variazioni si ebbero nel ferro Best e le minori nell'acciaio. Dopo il rinvenimento a 100° il ferro Best p. es. presenta una curva di suscettività quasi identica a quella dell'acciaio ricotto.

Un fatto che non risultava palese dalle tabelle numeriche e che si rende manifesto colle costruzioni grafiche, è quello che, col rinvenimento, il massimo di suscettività, mentre si abbassa in valore assoluto, si sposta verso i campi di maggiore intensità.

Nella metà inferiore della tavola sono rappresentati gli aumenti successivi del magnetismo residuo col procedere del

rinvenimento. Le ordinate rappresentano l'intensità magne
residua I_r corrispondente al magnetismo indotto massimo I=
e le ascisse le ore di rinvenimento. Le rette tratteggiate i
cano il valore del magnetismo residuo dei campioni ricott
quale avea, come si disse, il minimo valore nel ferro Be
massimo nell'acciaio.

Si noti che anche qui, come nell'altra parte della tav
sono rappresentati i valori *assoluti* mentre nelle tabelle
meriche sono dati a preferenza i valori percentuali.

Si rivela in generale che, dopo un certo numero di
di rinvenimento, i campioni tendono ad assumere uno s
definitivo, che presenta un valore massimo di magnetismo
siduo; questo stato è raggiunto con rapidità diversa da
qualità all'altra di ferro e, per la stessa qualità di ferro,
rapidità che aumenta coll'aumentare della temperatura di
venimento.

Risulta pure dalle curve che, quanto più debole è il
gnetismo residuo iniziale del campione ricotto tanto più for
l'aumento che subisce col rinvenimento, così che i camp
rinvenuti presentano differenze di rimanenza molto minor
ricotti.

Delle curve quasi coincidenti con queste rappresente
bero, anche in valore assoluto, le variazioni della forza c
citiva; le ordinate rappresenterebbero in tal caso il ca
coercitivo in unità C. G. S. moltiplicato per 100, giacchè, c
risulta dalle tabelle numeriche, il valore assoluto del ma
tismo residuo era, ne' campioni studiati, circa 100 volte r
giore della corrispondente forza coercitiva.

Le parti punteggiate che fanno seguito alle curve del
venimento a 180° rappresentano graficamente l'effetto di
venimenti consecutivi a temperature differenti. Esse dimost
chiaramente, quanto si è già dedotto dalla discussione c
tabella X, che cioè, dopo raggiunto col rinvenimento a
lo stato stazionario, riportando il ferro nell'ambiente a 10
suo magnetismo residuo risale tendendo a portarsi verso il
lore massimo che gli spetta a questa temperatura, e ridisce
poi verso il valore che gli spetta alla temperatura di 1
quando viene riportato nell'ambiente a questa temperatur

Le curve rappresentanti la variazione della suscettività col tempo, quali possono facilmente dedursi dalle tabelle numeriche, procedono perfettamente di pari passo con quelle che rappresentano le variazioni corrispondenti di magnetismo residuo, solo che, mentre le ordinate delle prime diminuiscono col tempo quelle delle seconde aumentano. Ho creduto perciò superfluo riprodurle, tanto più che sarebbero molto numerose, potendo esser rappresentata la rapidità di variazione della suscettività, dalle stesse curve che rappresentano la rapidità di variazione del magnetismo residuo nel rinvenimento corrispondente.

Conclusioni.

8. I risultati di queste esperienze conducono, entro i limiti delle esperienze stesse, alle seguenti conclusioni:

1° Se il ferro ricotto al calore rosso vien fatto rinvenire, mantenendolo lungamente a temperature molto inferiori a quelle di ricottura, le sue costanti magnetiche si modificano lentamente tendendo ad assumere un valore stabile dipendente dalla temperatura di rinvenimento.

2° Queste modificazioni consistono in diminuzione di suscettività (e quindi anche di permeabilità) ed in aumento di magnetismo residuo, di forza coercitiva e del campo di suscettività massima.

3° Tali modificazioni sono tanto più sensibili e più lente a manifestarsi quanto più è bassa (almeno fino a 100°) la temperatura di rinvenimento.

4° La differenza fra le suscettività in campi eguali, del ferro rinvenuto e del ferro ricotto, che è molto accentuata in campi deboli, scema a partire dal campo di suscettività massima e si rende insensibile per campi alquanto più intensi, così per questi campi l'effetto del rinvenimento sulla suscettività è nullo.

5° Il rapporto per le dette due suscettività, che è perciò uguale all'unità nei campi elevati, diminuisce regolarmente al diminuire delle intensità del campo.

6° Al contrario il rapporto secondo il quale aumenta col rinvenimento il magnetismo residuo è sensibilmente lo stesso per campi induttivi tanto deboli che elevati.

7° Tutte le dette variazioni si manifestano in m
più cospicuo nel ferro Best, un po' meno accentuate nel fe
svedese e meno ancora nell'acciaio, cioè sono tanto m
giori quanto più deboli erano il magnetismo residuo e la fc
coercitiva del campione ricotto. Nello stesso ordine scema
tre campioni la rapidità colla quale dette variazioni si c
piono.

8° Il rinvenimento ad una data temperatura non re
il ferro immune dal subire altre variazioni nelle costanti
gnetiche quando sia portato ad una temperatura differe
queste variazioni tendono a condurre le costanti magneti
al valore definito che loro spetta alla nuova temperat

9° Poichè i rinvenimenti non modificano la suscetti
nei campi elevati, si può ammettere che gli aumenti di per
per isteresi constatati nelle macchine a correnti alternate
effetto del rinvenimento dei nuclei, non sono dovute a d
nuzione di permeabilità ma all'aumento che subiscono, col
venimento, la permanenza e la forza coercitiva dei nu
stessi.

Gabinetto di Fisica della R. Università di Sassari.

INFLUENZA DI UNO SCHERMO CONDUTTORE SUL CAMPO ELETTROMAGNETI DI UNA CORRENTE ALTERNATIVA PARALLELA ALLO SCHERMO,

di T. LEVI-CIVITA [1]).

Nel discutere le recenti esperienze sulla convezione
trica, il Prof. Righi [2]) lamentava la mancanza di indicaz
precise sugli effetti prodotti dalla presenza di un condut
in un campo variabile. Egli mi ha allora cortesemente s
citato a studiare dal punto di vista analitico un caso semp
che corrisponde schematicamente ad alcuno dei dispositivi
nelle ricordate esperienze: il caso cioè di una carica eletti

1) Rendiconti della R. Accademia dei Lincei (16 Febbraio, 2 e 16 Marzo 1
Notizia redatta dall'autore.

2) Comunicazione fatta alla Società di Fisica, pubblicata nel fascicolo dell'O
1901 di questo giornale.

che si muove di moto uniforme parallelamente a un piano conduttore indefinito.

I risultati, cui sono pervenuto [1]), hanno servito al ch. autore [2]) per completare quantitativamente alcune intuizioni, che egli aveva soltanto annunziato come probabili e che il calcolo ha in tutto giustificato.

La ricerca non è dunque stata inutile; ma essa si riferisce pur sempre a fenomeni, pressochè al limite delle quantità osservabili e per cui si richiedono in ogni caso esperienze assai delicate. Mi sono quindi proposto di studiare qualche altra questione dello stesso tipo, ma più facilmente accessibile al controllo sperimentale.

Si presta bene il caso di una corrente alternativa (di quelle ordinarie adoperate nell' industria) supposta sinusoidale rettilinea, indefinita e parallela a uno schermo conduttore.

Entro limiti di approssimazione sufficienti per la pratica, le alterazioni del campo elettromagnetico della corrente, dovute allo schermo, si possono caratterizzare in modo notevolmente semplice. Mi permetto pertanto di intrattenerne i lettori di questo periodico.

1. – L' esperienza di Oersted e la legge di Biot e Savart.

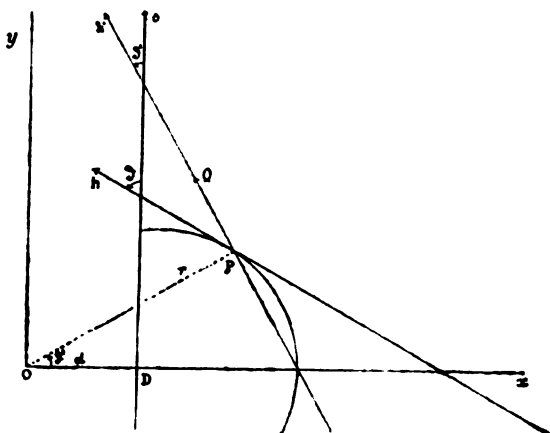
Dalle esperienze di Oersted risulta, come ognun sa, che una corrente rettilinea fa deviare il polo nord dell' ago magnetico verso la sinistra del nuotatore di Ampère: più precisamente che, nel campo dovuto ad una corrente (costante) rettilinea, indefinita, la forza magnetica in ciascun punto P è perpendicolare al piano, determinato dalla corrente e dal punto, e diretta verso la sinistra della corrente personificata.

Le linee di forza sono dunque cerchi, aventi la corrente per asse: la direzione della forza corrisponde sopra ciascuno di questi cerchi a un verso di circolazione opposto a quello delle sfere dell' orologio (per un osservatore coi piedi nel centro e il capo nella direzione della corrente).

1) Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse, Ser. 3., tomo 4., 1902.
2) Fascicolo di Gennaio n. s. di questo giornale.

Biot e Savart hanno poi riconosciuto che l' intensità della forza magnetica è direttamente proporzionale alla in sità I della corrente e varia nel campo in ragione inv della distanza r dalla corrente. In unità elettromagnetiche solute il coefficiente di proporzionalità è 2 [1]), talchè

$$H' = \frac{2I}{r}. \tag{1}$$

Suppongasi per es. la corrente verticale verso l' al sia π (piano della figura) il piano normale alla corrente dotto per P ; O la traccia della corrente sul piano, PQ la f magnetica in P.

Per le cose dette, il vettore PQ sarà situato nel pia figura perpendicolarmente ad OP verso la sinistra del n tore di Ampère, cioè, nel caso presente, di chi guarda l' alto.

Se si inverte la corrente, la forza magnetica rimane pure invertita: la sua linea d' azione è dunque in ogni la perpendicolare h' al raggio vettore OP.

Converremo di risguardare come direzione positiva, verticale di O, quella rivolta verso l' alto, e come dire positiva, sulla retta h', la PQ.

1) Cfr. per es. Ferraris " Lezioni di elettrotecnica „. Torino 1899, Cap. 4., n

Corrispondentemente intenderemo per intensità I e H' della corrente e della forza magnetica le rispettive *intensità orientate*, prese cioè col segno + o col segno — secondochè il vettore, cui esse si riferiscono, ha direzione positiva o negativa sulla propria linea di azione.

Con ciò è chiaro che la (1), la quale riferivasi originariamente alle intensità prese in valore assoluto, seguita a sussistere anche per le nostre intensità orientate I e H'.

2. — Estensione al caso di correnti variabili.

Se la corrente, che circola sulla verticale di O non è più costante, ma varia col tempo, il campo magnetico, da essa generato, varia naturalmente esso pure col tempo ed è, in ogni istante t, quello stesso, che competerebbe ad una corrente costante, definita dall'intensità orientata della corrente variabile, in quell'istante.

È questo un risultato teorico, che si intuisce e che si può del resto verificare sperimentalmente in modo ovvio.

In ogni caso dunque la forza magnetica in P ha per linea d'azione h' e la sua intensità orientata H' è legata ad I dalla (1).

Se si tratta di una corrente alternativa, sinusoidale, di frequenza n e di intensità massima I_0, si ha

$$I = I_0 \operatorname{sen} \omega \tag{2}$$

con

$$\omega = 2 \pi n t + \alpha \qquad (\alpha \text{ costante}).$$

La (1), posto per I il valore (2), diviene

$$H' = \frac{2 I_0}{r} \operatorname{sen} \omega, \tag{1'}$$

donde apparisce che la forza magnetica H' è una grandezza sinusoidale, avente la stessa frequenza e la stessa fase della corrente generatrice.

3. — Modificazioni dovute a uno schermo conduttoı parallelo alla corrente.

Suppongasi ora interposto uno schermo conduttore fra corrente e il sito di osservazione P. Sia questo schermo lastra metallica piana e parallela alla corrente.

In primo luogo è chiaro che la forza magnetica res normale alla corrente.

Ma è chiaro altresì che la presenza dello schermo m fica il campo magnetico in tutte e due le regioni determi dallo schermo stesso, e specialmente in quella che rimane parata dalla corrente.

Per quest' ultima regione, le modificazioni si possono ratterizzare assai nettamente, entro limiti di approssimazi che saranno precisati a § 5.

Sia (v. figura) D il piede della perpendicolare abba da O sulla intersezione s dello schermo col piano π. Più cisamente s' intenda con s quella direzione (rivolta verso l in figura) che, per le convenzioni fatte, sarebbe linea d'az della forza magnetica *naturale* in D: così chiamando qu del campo non modificato dalla presenza dello schermo.

Sia d la distanza $\overline{OD}$ fra la corrente e lo schermo, resistenza dell' unità di superficie dello schermo stesso (espı in unità elettromagnetiche).

Sieno h' e h le direzioni positive delle linee d' azione forza magnetica naturale e modificata dallo schermo (nel nerico punto P, che si considera); H' e H le rispettive i sità orientate, H'_0 e H_0 le intensità massime.

Sieno infine ϑ' e ϑ gli angoli, che h' e h formano co contati a partire da s verso la sinistra del solito nuotato

Dopo l' interposizione dello schermo, la forza magn seguita ad essere (entro i limiti di approssimazione quì s intesi) una grandezza sinusoidale pura. Rimangono però dificate linea d' azione, intensità massima e fase.

Esaminiamo l' una dopo l' altra queste influenze pert trici dello schermo. Beninteso, io mi limiterò ad esporre sultati, rimandando per le dimostrazioni alle citate note Lincei.

I. — Deviazione della linea d'azione.

Si ha

$$\vartheta = 2\vartheta', \tag{3}$$

cioè, in forma espressiva, se non precisa:

La interposizione dello schermo raddoppia la inclinazione della forza magnetica.

Nei punti della retta OD la forza magnetica naturale è parallela ad s ($\vartheta' = 0$); in questi punti dunque $\vartheta = 0$, ossia la deviazione, dovuta allo schermo, è nulla [1]).

II. — Riduzione d'intensità.

La intensità massima H'_0 della forza naturale, a tenore della (1'), vale $\frac{2 I_0}{r}$.

Si trova che l'interposizione dello schermo riduce questa intensità massima da H'_0 a

$$H_0 = \frac{1}{q r} H'_0 = \frac{2}{q r^2} I_0, \tag{4}$$

dove

$$\frac{1}{q} = \frac{R}{4 \pi^2 n}. \tag{5}$$

Se si bada che, nella regione considerata, r non può discendere al disotto di d, si vede che il fattore di riduzione è sempre $\leq \frac{1}{qd}$.

Per farci un'idea dell'ordine di grandezza, prendiamo un esempio numerico.

Supponiamo la frequenza n della corrente eguale a 100, e lo schermo costituito da una lastra di rame dello spessore di un millimetro a distanza di un metro dalla corrente.

1) Veramente, siccome, la (3) vale soltanto nella regione oltre lo schermo, si dovrebbe precisare, dicendo punti appartenenti al prolungamento della OD; ma indipendentemente dalla (3), è chiaro, per ragione di simmetria, che la proprietà sussiste in ogni punto di detta retta.

Si ha allora $d = 100$, e approssimativamente R = 16(

$$\frac{1}{qd} = 0,04 .$$

In queste condizioni dunque (ammesso che si tratti di ı
in prossimità di D e quindi che r differisca poco da d) la
tensità della forza magnetica viene ridotta dallo scherm
pochi centesimi del suo valore naturale.

III. — Ritardo di fase.

Lo schermo produce un ritardo di fase di $\frac{\pi}{2}$, cioè
quarto di periodo.

L' intensità orientata H è il prodotto dell' intensità
sima H_0 per il seno della fase. Sarà quindi, a tenore dell

$$H = H_0 \operatorname{sen}\left(\omega - \frac{\pi}{2}\right) = - H_0 \cos \omega = - \frac{2}{qr^2} I_0 \cos \omega . \tag{6}$$

4. — Comportamento della forza elettrica.

Nel campo naturale, la forza elettrica ha la stessa i
sità della magnetica (l' una e l' altra essendo misurate in
elettromagnetiche assolute) e le è ortogonale.

L' interposizione dello schermo, anche nelle condizior
rimentali più sfavorevoli, riduce la forza elettrica (nei
al di là dello schermo stesso) a meno di un milionesimo
naturale.

*Le azioni elettriche sono dunque sensibilmente int
tate dallo schermo,* come (rigorosamente) ha luogo in
trostatica.

5. — Grado di approssimazione delle leggi enu per la forza magnetica. — Limiti entro cui dov essere contenuta la loro verifica sperimentale.

I risultati, descritti a § 3, valgono soltanto in via a
simativa.

Essi si desumono dalla soluzione rigorosa del pro
impiegando opportuni sviluppi ed arrestandoli ai primi te

L'analisi, che vi conduce, permette in pari tempo di apprezzare l'entità dell'errore possibile.

Si trova che il limite superiore e dell'*errore relativo* è dato da

$$e = \frac{4}{q^2 d^2} = \frac{1}{n^2} \frac{R^2}{4 \pi^4 d^2} . \tag{7}$$

Intendo dire con ciò che, valutando nel modo indicato, sia la intensità massima della forza magnetica, sia una sua componente in direzione arbitraria, il divario dai valori esatti non può superare la frazione $\frac{4}{q^2 d^2}$ dell'intensità massima H'_0 della forza magnetica naturale, relativa al medesimo punto.

Si noti che H'_0 costituisce veramente un opportuno termine di confronto.

Infatti, ove si eseguissero esperienze di questa natura, si dovrebbe operare (interponendo o no lo schermo) in un campo magnetico, il cui ordine di grandezza, per ciascun posto, è appunto caratterizzato dalla intensità massima della forza ivi agente.

Dacchè H'_0 fissa l'ordine di grandezza del fenomeno, è naturale di riferire ad esso gli eventuali errori.

La espressione (7) di e mostra che l'errore possibile è tanto più piccolo quanto più grandi sono la frequenza n, la conduttività dello schermo $\frac{1}{R}$ e la sua distanza d dalla corrente; e varia anzi, al crescere di n, di $\frac{1}{R}$ e di d in ragione inversa dei rispettivi quadrati.

Ciò posto, è evidente che, per l'attendibilità delle nostre leggi approssimate, bisogna anzitutto che e sia una piccola frazione dell'unità. Supponendo pur data la frequenza n (che è in pratica sempre compresa fra 20 e 200), si può evidentemente ancora disporre di R e di d in modo da rendere e piccola quanto si vuole.

Va notato tuttavia che, per porsi in buone condizioni sperimentali, non converrebbe spingere troppo oltre la preoccupazione di attenuare l'errore, a priori presumibile nelle leggi

da verificare. Si è visto infatti (legge II) che la riduzio[illegible] intensità dovuta allo schermo è per lo meno $\frac{1}{q\,d}$, [illegible] $\frac{\sqrt{e}}{2}$. Ora, per osservare comodamente queste variazio[illegible] intensità, importa che il loro rapporto, e a fortiori il [illegible] superiore del rapporto stesso, $\frac{\sqrt{e}}{2}$, non sia un numero t[illegible] piccolo.

Nell'esempio citato ($n = 100$; lastra di rame di un [illegible] metro a un metro dalla corrente) si ha, come abbiam v[illegible]

$$\frac{1}{q\,d} = 0,04,$$

quindi

$$e = 0,0064.$$

L'errore relativo è dunque di poco superiore al me[illegible] cento.

Accontentandosi di una esattezza dell' un per [illegible] ($e = 0,01$), si ha $\frac{\sqrt{e}}{2} = 0,05$.

Rapporti siffatti $\left(\frac{1}{25}, \frac{1}{20}\right)$ mi sembrano abbastan[illegible] venienti.

Non sarà inutile aggiungere che, nei punti della O[illegible] ror temibile è certamente inferiore anche alla metà d[illegible] questi punti si può dunque attendersi una maggiore es[illegible]

6. — Rappresentazione analitica del campo [illegible] Linee di forza.

Fissiamo nel piano π un sistema di riferimento, ass[illegible] per semplicità l'origine in O, la OD per direzione posi[illegible] l'asse x, e la parallela ad s condotta per O come d[illegible] positiva dell'asse y.

Il verso di rotazione $x\,y$ è quello precedentemente[illegible] derato, dalla destra alla sinistra del nuotatore di [illegible] quindi per es. da OP ad h'.

Ciò posto, si ha ovviamente, intesi che gli angoli si contino tutti nel verso $x\,y$,

$$(\widehat{x\,y})=\frac{\pi}{2}\,,\quad (\widehat{y\,h'})=(\widehat{s\,h'})=\vartheta'\,,\quad (\widehat{h\,\mathrm{OP}})=-\frac{\pi}{2}\,.$$

Ne viene, scrivendo per brevità r al posto di OP,

$$(\widehat{x\,r})=(\widehat{x\,y})+(\widehat{y\,h'})+(\widehat{h'\,r})=\vartheta'\,.$$

Il raggio vettore $\mathrm{OP}=r$ forma dunque colla direzione positiva dell'asse x, nel verso $x\,y$, l'angolo ϑ'; perciò r e ϑ' non sono altro che le coordinate polari di P, e quindi

$$\cos\vartheta'=\frac{x}{r}\,,\quad \operatorname{sen}\vartheta'=\frac{y}{r}\,,\tag{8}$$

designandosi manifestamente con x, y le sue coordinate cartesiane.

D'altra parte, si ha ancora

$$(\widehat{x\,h'})=\frac{\pi}{2}+\vartheta'\,,\quad (\widehat{y\,h'})=\vartheta'\,.$$

I coseni degli angoli, che h' forma cogli assi sono dunque ordinatamente.

$$\cos\left(\frac{\pi}{2}+\vartheta'\right)=-\operatorname{sen}\vartheta'=-\frac{y}{r}\,,\quad \cos\vartheta'=\frac{x}{r}\,.\tag{9}$$

Per la forza magnetica modificata dallo schermo, si ha, come abbiam visto, $(\widehat{s\,h})=\vartheta=2\,\vartheta'$; quindi

$$(\widehat{x\,h})=\frac{\pi}{2}+2\,\vartheta'\,,\quad (\widehat{y\,h})=2\,\vartheta'\,,$$

donde i coseni direttori

$$\cos\left(\frac{\pi}{2}+2\,\vartheta'\right)=-\operatorname{sen}2\,\vartheta'\,,\quad \cos 2\,\vartheta'\,,$$

cioè, a norma delle (8),

$$-\frac{2\,x\,y}{r^2}\,,\quad \frac{x^2-y^2}{r^2}\,.\tag{10}$$

Siamo ora in grado di assegnare le componenti I
L, M della forza magnetica naturale e di quella moc
dallo schermo. Infatti, in entrambi i casi, basta moltij
l'intensità orientata per i coseni direttori [(9) o (10), risp
mente] della direzione positiva della linea d'azione.

Risulta così, ricordando le (1') e (6):

$$(11)\qquad \begin{cases} L' = -H'\dfrac{y}{r} = -2\,I_0 \operatorname{sen}\omega \dfrac{y}{r^2}, \\ M' = H'\dfrac{x}{r} = 2\,I_0 \operatorname{sen}\omega \dfrac{x}{r^2}; \end{cases}$$

$$(12)\qquad \begin{cases} L = -H\dfrac{2\,x\,y}{r^2} = \dfrac{2\,I_0}{q}\cos\omega \dfrac{2\,x\,y}{r^4}, \\ M = H\dfrac{x^2-y^2}{r^2} = -\dfrac{2\,I_0}{q}\cos\omega \dfrac{x^2-y^2}{r^4}\ ^{1)}. \end{cases}$$

Le linee di forza del campo magnetico naturale son(
sappiamo e come del resto risulta ovviamente dalla lor
zione differenziale

$$\frac{dx}{L'} = \frac{dy}{M'},$$

i cerchi di centro O.

Pel campo magnetico modificato dallo schermo, a
l'equazione differenziale

$$\frac{dx}{L} = \frac{dy}{M},$$

che equivale a

$$(x^2 - y^2)\,dx + 2\,x\,y\,dy = 0,$$

ossia, dividendo per x^2, a

$$dx - \frac{dx}{x^2}\,y^2 + \frac{1}{x}\,2\,y\,dy = d\left\{x + \frac{y^2}{x}\right\} = 0\,,$$

1) Le quantità, qui designate,

$$x,\ y,\ r,\ L,\ M$$

corrispondono ordinatamente alle

$$|z| + d,\ -y,\ \Delta,\ -N,\ -M$$

delle citate note dei Lincei. Facendo le indicate sostituzioni nelle (10), (11
vano appunto le formule finali (30) e (28') della Nota III.

la quale, integrata, porge

$$x + \frac{y^2}{x} = \text{cost.} \tag{13}$$

Le linee di forza sono dunque cerchi tangenti in O *all'asse* y, *ossia alla parallela allo schermo:* più esattamente (siccome si tratta soltanto della regione di π al di là dello schermo) le linee di forza sono le porzioni di questi cerchi, per cui $x > d$, che restano cioè alla destra di s.

Equazione delle linee di forza in seconda approssimazione.

Negli istanti (cos ω abbastanza prossimo a zero), in cui la intensità del campo modificato dallo schermo si affievolisce sì che sia $\frac{H}{H_0} < e$, il divario assoluto fra la soluzione approssimata e la soluzione esatta può benissimo essere dello stesso ordine di grandezza di H: non si può allora asserire che la rappresentazione (13) delle linee di forza sia neanche approssimativamente valida.

È vero che poco può interessare l'andamento del campo in questi momenti, in cui la sua azione è quasi nulla (dell'ordine di quelle quantità, che risguardiamo trascurabili), ma val forse egualmente la pena di indicare una equazione atta a rappresentare con sufficiente approssimazione, in qualsiasi istante (e non soltanto in quelli di discreta intensità) la variabile configurazione delle linee di forza. Questa equazione è

$$\cos\omega\,\frac{x}{r} + \frac{\operatorname{sen}\omega}{q}\,\frac{y^2 - x^2}{r^4} = \text{cost}\,, \tag{14}$$

dove, si intende, $r^2 = x^2 + y^2$.

Per sen $\omega = 0$, quando cioè l'intensità H è massima, si ritrova evidentemente la (13).

In generale le curve, rappresentate dalla (14), sono quartiche bicircolari (quindi curve chiuse), trasformate per raggi vettori reciproci, rispetto ad O come centro di inversione, delle iperboli equilatere

$$\cos\omega\, x + \frac{\operatorname{sen}\omega}{q}(y^2 - x^2) = \text{cost}\,,$$

aventi gli assi nelle direzioni degli assi coordinati e il (
nel punto

$$x = -\frac{1}{2} q \cot \omega, \quad y = 0.$$

Al decrescere di sen ω, le iperboli tendono a div
rette parallele all'asse y e le loro trasformate sono apr
cerchi (13).

7. — Interesse di una verifica sperimentale.

Una verifica sperimentale sarebbe, a mio credere,
colarmente desiderabile, poichè costituirebbe un prim
trollo di ipotesi non per anco messe alla prova dall'espe
Ecco per qual ragione.

I risultati teorici, che hanno finora trovato la lor
ferma sperimentale sono tutti conseguenze necessarie (
quazioni elettrodinamiche di Hertz.

In questo genere di problemi, in cui si tratta di v
l'influenza di un conduttore sopra un dato campo, non l
le equazioni di Hertz, ma occorre aggiungere loro qual
tra cosa: certa condizione ai limiti. La teoria hertzian
non solo è incapace di assegnarla, ma nemmeno offre
addentellato per ricavarla dall'esperienza o per sug
come plausibile ipotesi.

In tale condizione di cose è d'uopo ricorrere a un
alquanto più restrittiva, che ammetta non semplicem
equazioni differenziali di Hertz, ma addirittura un sist
loro integrali.

Ora un certo sistema di integrali costituisce app
teoria originaria di Maxwell; un certo altro la te
Helmholtz, completata dall'ipotesi che le azioni a dist
propaghino colla velocità della luce [1]).

Entrambe queste teorie contengono quanto basta p
dere le questioni suddette perfettamente determinat

1) Cfr. " Sulla riducibilità, ecc. ", in questo giornale, fascicolo dell' ag
od anche il primo capitolo della memoria degli Annali di Tolosa, citata in p

trambe, benchè non identiche, conducono agli stessi risultati, per quanto concerne gli elementi fisicamente accessibili [1]).

Ogni verifica di fatti, concordemente previsti dalle teorie integrali, riescirebbe dunque ad un tempo indiretto controllo delle teorie stesse e precisamente di quel campo, che è loro comune, senza essere però necessaria conseguenza delle equazioni differenziali di Hertz.

DI UNA DISPOSIZIONE OPPORTUNA PER AUMENTARE L' EFFETTO DELLE ONDE ELETTROMAGNETICHE SOVRA UN CIRCUITO,

del Dott. ALBERTO MASINI [2]).

(Sunto dell'Autore).

Fu già più volte constatato che l' effetto delle onde elettromagnetiche, utilizzato come mezzo di trasmissione a distanza, si esercita per la massima parte sul circuito ricevitore e non sull' apparecchio che serve da radioconduttore: è intuitivo, adunque, come la forma di quello abbia un' influenza notevole sull' andamento del fenomeno.

Io feci l' esperienza sopra un circuito (in cui era inserita una pila, un galvanometro e un coherer) di forma tale che soltanto due tratti uguali di esso, rettilinei, paralleli e vicini fra di loro, fossero investiti dalle onde: questi due tratti, quando la corrente della pila circolava, erano percorsi l' uno in un senso. l' altro nel senso opposto: le rimanenti parti del circuito erano convenientemente protette dall' azione delle onde; ebbene, quando queste si producevano, la diminuzione di resistenza non avveniva, o si notava appena. Evidentemente l' azione su di un tratto era distrutta da quella sull' altro. Ma bastava interporre uno schermo metallico fra i due fili, cosicchè l' uno solo di essi fosse esposto all' azione delle onde e l'altro no, perchè, al generarsi di queste, il galvanometro desse

1) Cfr. la nota " Le teorie elettrodinamiche di Maxwell, di Helmholtz e di Hertz di fronte ai fenomeni di induzione " di prossima pubblicazione nei Rendiconti della R. Accademia dei Lincei.

2) Bologna, Regia Tipografia; 1902.

indizio della diminuzione di resistenza. Questa, naturalme
si manifestava più notevole se invece di due soli tratti di
l' uno esposto alle onde e l' altro al riparo, si avevano
tratti del medesimo circuito, al solito rettilinei e paralleli
alternativamente protetti o no dallo schermo; poichè è ch
che in tal caso le singole azioni prodotte dalle onde su cias
tratto di filo situato davanti allo schermo erano concomita
mentre gli altri tratti, sui quali l' azione sarebbe stata
traria, non risentivano, in virtù dello schermo, influenza
sibile.

Trattandosi poi di una esperienza di laboratorio, cre
di accrescere ancora l' intensità del fenomeno disponend
cose come segue: intorno ad una lastra rettangolare di
done, fasciata con pergamena o altra sostanza isolante
scopo di evitare ogni possibile contatto, si avvolgeva nell
rezione della minor dimensione, del filo sottile ed isolato
tante spire che si succedevano, fino a riempirne tutta la
ghezza: ciò fatto si piegava la lastra (e quindi tutto l' av
gimento) circolarmente, fissando insieme con un morset
due lati minori, così da ottenere una porzione di cilindro ci
lare di cui il filo segnava approssimativamente le generat

Inserito cotesto avvolgimento nel circuito del coherer
si faceva in modo che nell' interno del cilindro avessero
gine le onde elettromagnetiche, il loro effetto sulla resist
del circuito era più che mai notevole.

È ovvio che nella pratica, se cotesta disposizione dov
avere utile applicazione (ciò che io non ho il mezzo di
ficare), bisognerebbe rinunciare all' idea dell' avvolgiment
lindrico chiuso. Sarebbe forse opportuno di rivestire uno
chio metallico con tante spire di filo isolato, e far sì che co
avvolgimento fosse in circuito, al solito, col coherer e
tutti gli altri apparecchi che la pratica ha suggerito. In
caso risulta evidente che il vero raccoglitore sarebbe q
costituito dalle spire del filo: l' anima metallica non avr
altro ufficio che di proteggere dall' azione delle onde
tratti di circuito che, senza di essa, riceverebbero azion
senso contrario.

LIBRI NUOVI

HANDBUCH DER SPECTROSCOPIE,
von H. KAYSER.

2° volume in 8° di 696 pag. con 57 figure e 4 tavole.

(S. Hirzel, Lipsia 1902).

Il secondo volume di questa opera importantissima contiene la trattazione completa degli spettri di emissione e di assorbimento, divisa in nove capitoli.

Nei primi 5 capitoli, dopo l' esposizione delle diverse dimostrazioni teoriche e sperimentali, sia qualitative che quantitative, che sono state date della legge di Kirchkoff, si tratta la radiazione sia dei solidi che dei gas, passando in rivista critica i numerosissimi lavori che sono stati pubblicati in proposito. Da tale rivista resulta che finora non si ha una conoscenza chiara e sicura del meccanismo dell'emissione luminosa, specialmente nei gas. Incertezze simili si riscontrano riguardo alla natura ed alla causa degli spettri multipli e alla loro variabilità, all'azione che sugli spettri esercitano la pressione, la temperatura e il modo di produrli con la scarica elettrica; tantochè osserva giustamente il Kayser che dipende dalla esperienza personale, dalla cognizione o dall'ignoranza di determinati fatti e di determinati lavori, il ritenere per probabile o per falsa una ipotesi piuttosto che un'altra sopra un soggetto così complesso. Da ciò si comprende quanto possa esser grande l'aiuto che gli studiosi troveranno in questo libro, che contiene la rivista critica di tutto ciò che d'importante è stato pubblicato in proposito.

Il 6° capitolo tratta della luminosità delle righe spettrali, della loro larghezza e della loro inversione spontanea, che si presenta quando lo spessore del vapore è così grande, che il nucleo più caldo della sorgente luminosa sia circondato da uno strato di vapore più freddo assorbente.

Il 7° capitolo, scritto dal Dott. Konen, si riferisce al p
cipio di Doppler. Dopo una rivista storica molto estesa, vi
esposta la teoria in tutte le sue particolarità; ne vengono
dicate le applicazioni, e son riferite le numerose esperie
fatte per costatarlo, sia nel campo dell' acustica che in qu
dell' ottica.

Nel capitolo 8° è trattata con speciale competenza la st
tura degli spettri, che ha formato l' oggetto di importantis
studi del Kayser.

Il capitolo 9°, scritto dal Runge, espone la teoria dei
nomeni magnetoottici, partendo dal concetto degli elettr
che si presta meglio di ogni altro per la spiegazione del
nomeno Zeeman.

Anche in questo secondo volume sono notevoli la chiar
e la semplicità dell' esposizione, formanti uno dei molti pr
che furon segnalati nel render conto del 1° volume di
st' Opera *(N. Cim.* (4), 12, p. 109).

A. STEFANINI

THÉORIE NOUVELLE DE LA LOUPE ET DE SES GROSSISSEMENTS,
di M. G. QUESNEVILLE.

(Edit. — Librairie Scientifique A. Hermann. — Paris, 1902).

Nello studio delle lenti di ingrandimento mai finora si e
seguiti nell' interno dell' occhio i raggi convergenti dalla le
nè si era mai pensato a mostrare sulla coroide l' imma
reale degli oggetti che si vedevano, immagine che dovev
sere precedentemente formata perchè la retina secondariam
impressionata ne trasmettesse la visione al cervello.

Ora, poichè l' occhio ha un indice di rifrazione all'in
uguale a quello dell' acqua, la rifrazione dell' occhio è
importante a considerarsi come quella dell' oculare stesso
E non solamente l' occhio non può esser trascurat
quanto alla rifrazione, ma neppure in quanto all' uffici
siologico della retina, poichè le immagini virtuali trac
alla visione distinta dell' occhio nudo non sono quelle che
tivamente si vedono.

Ciò costituisce un errore assai grave presentato da tutti i Trattati di fisica e che l'A. ha voluto eliminare con questo lavoro.

M. PANDOLFI.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXIII, Settembre a Novembre 1901.

SARRAU E. *Sull' applicazione delle equazioni di Lagrange ai fenomeni elettrodinamici ed elettromagnetici* (pp. 421-425).

LIAUVILLE R. *Sull'equilibrio dei corpi elastici* (pp. 434-437). — I metodi proposti per lo studio dei corpi elastici in equilibrio, obbligano a ricerche che dipendono, non soltanto dal corpo considerato, ma anche dalle forze che gli sono applicate.

L'A. in questa Nota mostra la possibilità di ridurre a un problema unico tutte le quistioni di quella natura, riguardanti un corpo di data forma primitiva, qualunque siano le forze che lo mantengono in equilibrio dopo deformato: dimostra come il problema si riduce a calcolare gli effetti, sullo stesso corpo, di un solo sistema di forze, scelte convenientemente e d' altra parte note.

DE MONTESSUS DE BALLORE F. *Sulla impossibilità di rappresentare per mezzo di curve isofigmiche, la ripartizione dell' instabilità in una regione sismica data* (pp. 455-457). — Prendendo motivo dal terremoto indiano del 12 Giugno 1897, dimostra come le curve isofigmiche non si possa tenere conto per la rappresentazione della instabilità in una data regione, e conclude che occorre invece un metodo discontinuo, come discontinuo è essenzialmente il fenomeno stesso.

CORNU A. *Dimostrazione e uso delle formule relative al rifrattometro* (pp. 464-469). — L'A. mostra come le formule, date in un' altra sua Nota, per la determinazione completa in grandezza e direzione dei parametri ottici di un cristallo, possano essere stabilite in una maniera assai semplice.

L'A. divide le formule in due gruppi: il primo, puramente geometrico, dà gli angoli α, β, γ che la normale N alla faccia cristallina fa coi tre assi principali X, Y, Z, indipendentemente dalla grandezza di parametri $\left(a = \frac{1}{n_x},\ b = \frac{1}{n_y},\ c = \frac{1}{n_z}\right)$ dell' elissoide che caratterizza la superficie dell' onda luminosa nel cristallo.

Il secondo gruppo, al contrario, dipende essenzialmente quei parametri in grandezza e in direzione.

MERCADIER E. *Sull' impiego simultaneo della telegrafia multiplex e della telegrafia ordinaria nello stesso circuito* (pp. 47 474). — Allo scopo di verificare quanto aveva annunziato in u precedente Nota circa l' impiego simultaneo, in uno stesso circui della telegrafia multiplex e della telegrafia ordinaria, l'A. ha s bilito interessanti esperienze fra Parigi e Bordeaux, di cui ri risce qui i risultati soddisfacentissimi.

Queste esperienze hanno mostrato, da una parte, che in punto di un circuito metallico si possono, ad ogni istante, inci ciare, senza confondersi, fino a venticinque moti elettrici sim tanei, confermando così in modo notevole la legge dei picc movimenti; dall' altra parte che, sia fra due poste estreme col gate da un circuito di 700 o 800 chilometri di lunghezza, sia poste scaglionate lungo questo circuito, si possono scambiare di 1300 telegrammi di 20 parole all' ora, dei quali 900 in senso qualunque.

MASCART J. *Raggi luminosi divergenti a 180° dal sole* 480). — L'A. in questa Nota descrive un fenomeno da lui oss vato e di cui ignora la spiegazione.

Il 9 Settembre, mentre si trovava nelle vicinanze di Brév a dieci chilometri circa da Montes, vide, nella direzione appr simativa di quest' ultimo, tre larghi raggi luminosi diverge elevantesi a un' altezza di 30° sull' orizzonte, press' a poco si metrici rispetto al raggio verticale: essi staccavano nettame sul cielo molto coperto, piovoso, grigio piombo: il punto di em genza era a 180 gradi dal sole.

La larghezza di questi raggi era di 30° per quello vertic 35° per quelli obliqui: gli assi dei raggi obliqui erano incli di 50° circa sull' orizzonte: l' intensità luminosa era leggerme decrescente, andando dal raggio sud al raggio nord: la ti bianco-gialla, intermedia tra la luce elettrica di un faro e qu di un pennacchio di sole veduto tra le nubi: i bordi erano l germente pastosi; il punto di emergenza pareva sensibilmente di sotto dell' orizzonte.

Dopo un quarto d' ora, l' intensità decrebbe rapidamente, fenomeno non tardò a sparire.

BOUSSINESQ J. *Problema della dissipazione, in tutti i se del calore in un muro spesso a superficie raggiante* (pp. 497-5 — L'A. ricorda di avere dato in più Note comparse nei *C.* del Giugno e Luglio 1900, e i cui sunti comparvero già a tempo nel *N. C.*, un metodo semplice, per riportare un certo

mero di problemi sul raffreddamento o riscaldamento dei corpi per raggiamento, ai problemi del raffreddamento o di riscaldamento degli stessi corpi per contatto. Esso consiste nel formare una funzione lineare Φ della temperatura u e delle sue prime derivate parziali in x, y e z, retta da equazioni esattamente analoghe, se non identiche, a quelle che verifica la temperatura u nel caso del contatto: di guisa che Φ viene espressa dalla stessa formula generale che risolve il caso particolare del contatto. Dopo di che la temperatura u si ottiene integrando l'equazione a derivate parziali, del primo ordine in x, y, z, leganti u alla funzione ausiliare Φ, fin d'ora nota.

In fatto di stati calorifici non permanenti, cioè in funzione del tempo t, l'A. non ha dato in quelle Note che esempi dove una sola coordinata x, figurava nella quistione. In questa Nota mostra che il metodo si applica ugualmente a esempi dove appariscono, insieme nel tempo t, le tre coordinate x, y e z.

PETOT A. *Sullo stato variabile delle correnti* (pp. 510-513). — Il problema che si è posto l'A. in questa Nota è quello di ricercare se non esistono, nei problemi sullo stato variabile delle correnti, risultati che si possono enunciare, senza conoscere le leggi di variazione delle diverse resistenze.

L'A. suppone il caso che si voglia introdurre un reostato H in un circuito P, percorso da una corrente sotto l'azione di una forza elettromotrice costante E, e che gli estremi del reostato mettano capo a due serrafili A e B, posti sul circuito P, separati da una resistenza trascurabile. Per metterlo in circuito occorre allora interporre fra A e B una resistenza ausiliare ρ, variante da zero a ∞.

Indicando con R e L la resistenza e il coefficiente di self-induzione del circuito P; con r e l gli stessi elementi per il reostato: con x, y e z le intensità delle correnti all'istante t in P, ρ, H, si ha durante il periodo nel quale le correnti tendono verso il loro regime normale:

$$x = z = \frac{E}{R+r} + \left(I_1 - \frac{E}{R+r}\right) e^{-\frac{t(R+r)}{L+l}}$$

La determinazione però di I_1 richiede in generale la conoscenza della legge delle variazioni della resistenza ρ. L'A. mostra due casi in cui si può fare quella determinazione senza conoscere questa legge:

1° Quando la resistenza ρ passa da zero all'∞ in un tempo t_1 cortissimo, si ha:

$$I_1 = \frac{E}{R}\frac{L}{L+l} + \varepsilon$$

dove ε tende a zero con t_1, e si può trascurare se t_1 è piccol
simo rapporto alle due costanti di tempo τ e τ' dei due circ
P e H. L'intensità così è inferiore, uguale o superiore all' int
sità normale $\frac{E}{R+r}$, secondo che la costante di tempo del circ
principale P è inferiore, uguale o superiore alla costante di te
del reostato H.

Per l'energia potenziale inoltre dissipata nella resistenz
sotto forma di energia termica, si ha:

$$W = \frac{l}{2} \frac{E^2}{R^2} \frac{L}{L+l}.$$

2° Quando le due costanti τ e τ' sono uguali, le equaz
del problema ammettono una combinazione integrabile, che d

$$Rx + rz = E$$

e avendosi

$$x = y + z$$

si ricava

$$x = \frac{E + ry}{R+r}, \quad z = \frac{E - ry}{R+r};$$

e si vede che la corrente prende il suo valore di regime
circuiti P e H, tosto che si è interrotta nel circuito ρ; q
qualunque sia la legge delle variazioni di questa resistenza,
alcuna ipotesi rispettiva sulla loro durata. Se poi si conosce
sta legge, per determinare y in funzione del tempo si ottien
equazione lineare del primo ordine, e il problema viene cos
condotto a due quadrature.

L'A. mostra quindi che si ottengono risultati analog
precedenti, allorchè il circuito derivato H è il primario di
bobina d'induzione, e conclude che tali risultati si riscon
sempre tutte le volte che lo stato variabile di un sistema d
renti è dovuto al fatto che alcune resistenze passano da
all' ∞.

DUHEM P. *Sulle onde che possono persistere in un flui*
schioso (pp. 579 580). — L'A. dopo avere definito *onda di*
n per la funzione $f(x, y, z, t)$ una superficie S, se la funzi
le sue derivate parziali fino all'ordine $(n-1)$ variano i
niera continua traversando la superficie, mentre almeno una
derivate parziali di ordine n è discontinua, si propone il pro

di vedere se in seno a un fluido vischioso in movimento, possono sussistere onde per i sei elementi del movimento: u, v, w, ρ, π, T.

A questa quistione che si era proposto altra volta, l'A. aveva già risposto negativamente, supponendo che l' onda dovesse essere dello stesso ordine rapporto ai sei elementi. Togliendo invece questa restrizione, enuncia il seguente teorema:

In un fluido vischioso, cattivo conduttore o compressibile, o avente ambedue le proprietà, si può osservare un' onda di ordine n rapporto ad alcuni elementi del movimento e d'ordine superiore a n rapporto ad altri. Le due masse fluide che separa una tale onda, restano le stesse durante tutta la durata del movimento. Se il fluido è incompressibile e cattivo conduttore, l' onda di ordine n rapporto a T e a π è di ordine superiore a n rapporto a u, v, w. Se il fluido è compressibile e buon conduttore, l' onda di ordine n rapporto a ρ e π è di ordine superiore a n per T, u, v, w. Se il fluido è compressibile e cattivo conduttore, l' onda di ordine n rapporto a ρ, a T e a π, è di ordine superiore a n rapporto a u, v, w.

In un fluido vischioso, incompressibile e buon conduttore non è possibile alcuna onda.

CHESSIN A. *Sulla toupia di Foucault* (pp. 676-679). — Il problema di determinare il movimento di un solido di rivoluzione omogeneo, fissato per un punto del suo asse di figura alla superficie della terra, dopo avergli impresso una rotazione iniziale velocissima attorno a quest' asse mantenuto immobile rispetto alla terra, era già stato studiato da Gilbert, senza giungere a risolverlo.

L'A. applicando il metodo detto delle *perturbazioni*, dovuto a E. Bour, ne dà la soluzione, considerando l' influenza della rotazione terrestre sul movimento apparente della toupia come risultante di una forza perturbatrice.

BECQUEREL H. *Su alcuni effetti chimici prodotti dal raggiamento del radio* (pp. 709-712). — Dopo avere ricordato le azioni chimiche prodotte dal raggiamento del radio già studiate dall'A., da Curie, da Giesel e dal Berthelot, l'A. in questa Nota segnala fra i fenomeni esotermici dovuti alla stessa causa, la trasformazione del fosforo bianco in fosforo rosso e la riduzione del bicloruro di mercurio in presenza dell' acido ossalico.

Come complemento infine dell' azione distruttiva del raggiamento del radio sui tessuti organici, l'A. riferisce i risultati di una serie di esperienze intraprese da L. Matout, sulla germinazione dei grani esposti al raggiamento del radio prima di essere sotterrati. Da queste esperienze risulta che l' azione prolungata del raggiamento distrugge nel grano la facoltà di germogliare.

BLONDLOT R. *Su un metodo adatto a ma* *cariche elettriche* (pp. 717-719). — In questa un elettroscopio o elettrometro idiostatico estr che gli ha permesso di rendere manifeste e d di cariche piccolissime, che non gli era stato con gli elettroscopi e cogli elettrometri più s nosciuti.

MOREAU G. *Sulla curva adiabatica* (p per la curva adiabatica trova l' equazione :

$$\frac{c_0}{\mu-\beta}\left(\frac{PV}{P_0V_0}\right)^{\frac{\mu-\beta}{\beta}} + LV^{\frac{P_0V_0}{E}} = \frac{c_0}{\mu-\beta}\left(\frac{P V_1}{P_0V_0}\right)^{\mu}$$

dove c_0 è una quantità numerica legata al ca volume costante dalla relazione $c = c_0 + a t$, quantità numerica, P e V sono la pressione e peratura t, e P_1 e V_1 gli stessi elementi alla l' equivalente meccanico del calore, e β il coe risce nel binomio $\alpha + \beta t$ supponendo che que ad α, coefficiente di dilatazione; μ infine è che la curva rappresentata da $y = c_0\, e^{\mu t}$ si c *limiti* coll' altra $y = c_0 + \alpha t$.

RAULIN V. *Sulle variazioni secolari del* (pp. 760-762). — L'A. mostra come, le variaz zione e della inclinazione magnetica avvenut trentacinque anni confermino l' ipotesi, da l nel 1866, di una rotazione del polo magnetic polo terrestre, sulla parallela di 70°.

BLONDLOT R. *Sull' assenza di spostamen* *movimento di una massa d' aria in un campo* 781). — Le teorie che Hertz e Lorentz hann dinamica per i corpi in movimento affermano lorquando in un campo magnetico si fa muov lante normalmente alle linee di forza del ca questa massa uno spostamento analogo a quel Maxwell ammettono l' esistenza nel dielettric tore. Tuttavia queste due teorie non gli asseg lore: lo spostamento, secondo Lorentz, è ugu indicato dall' Hertz moltiplicato per il fatto rappresenta il potere induttore specifico del d mento, e K_0 quello del vuoto. Ne risulta che

quando il dielettrico in movimento è l'aria, lo spostamento deve essere nullo, invece di avere una lunghezza finita, come vorrebbe la teoria di Hertz.

L'A. allo scopo di decidere fra le due teorie ha studiato sperimentalmente il caso dell'aria, e dai risultati ottenuti conclude che, nell'aria lo spostamento non esiste, ciò che è contrario alla teoria dell'Hertz, ma conforme a quella del Lorentz.

BLONDEL A. *Nuovo metodo per lo studio della parola e delle correnti microfoniche* (pp. 786-789). — Perfezionando gli oscillografi ideati dall'A. stesso nel 1893, e tenendo conto dei risultati ottenuti dallo studio dell'arco cantante che hanno rilevato il mezzo di ampliare le correnti microfoniche per mezzo della risuonanza elettrica, l'A. ha ottenuto le caratteristiche corrispondenti alle vocali *a, e, i, o,* cantate, per quanto era possibile, sulla nota la,.

CHASSY A. *Sulla formazione dell'ozono* (pp. 789 791). — Quando si fa passare il flusso elettrico nell'ossigeno si forma ozono in quantità relativamente debole. La proporzione di questo corpo cresce subito rapidamente, poi in seguito tende verso un limite, come nei fenomeni di dissociazione. L'A. ha studiato il modo col quale si accresce il titolo in ozono facendo passare il' flusso elettrico durante un tempo sempre più lungo in una massa determinata di ossigeno, avendo cura di mantenere costante l'intensità della corrente.

La prima constatazione interessante che l'A. ha fatto è che la legge di accrescimento dell'ozono è la stessa, qualunque sia l'intensità della corrente elettrica, purchè nel caso di una corrente più debole se ne prolunghi l'azione.

Prendendo come unità di tempo, la durata del passaggio del flusso necessario per trasformare in ozono il $^1/_2$ per 100 della massa di ossigeno, l'A. nella seguente tabella riporta la legge di formazione numerica dell'ozono alla temperatura di 20°.

Durata	Quantità d'ozono	Durata	Quantità d'ozono
1	5	10	31,5
2	9,1	12	34,5
3	12,7	14	37,4
4	16,1	20	44
5	19,2	36	54
6	22,2	60	64,5
7	25,0	90	70,5
8	27,2	120	73,0

Questa tabella rappresenta la quantità totale d'
lesimi della massa totale) che si ottiene facendo ag
su ossigeno puro, durante un tempo espresso in
unità scelta.

La curva che rappresenta questi risultati è as
parallela all'asse dei tempi. La quantità di ozono
limite che dipende unicamente dalla temperatura e
tensità della corrente, ma che è difficile, secondo l'A

BECQUEREL H. *Su una modificazione nell' impi*
metro elettrico per la determinazione delle temperat
al Museo di storia naturale (pp. 800-803).

COMPAN. *Leggi del raggiamento a basse temper*
815). — L'A. ha ripreso le esperienze di Dulong, P
studiando il raffreddamento di una sfera di rame
diametro, annerita, di potere emissivo massimo, ne
introdotta una saldatura di una coppia rame-cons
due fili permettevano di sospenderla al centro di
vetro del diametro di 8 cm. In questo pallone si
durre aria secca a pressioni diverse, o fare il vuoto
a sei cadute. Una piccola rondella di cartone an
dai due fili, completava la superficie del pallone
l'influenza perturbatrice del collo.

Sperimentando in queste condizioni l'A. ha mi
locità del raffreddamento fra i seguenti limiti di t

1.° da 302° a 0°; 2.° da + 174°,3 a — 79°,2
a — 182°,5 (aria liquida), e ha cercato di rapprese
trovati colle formule di Dulong e Petit, di Stefan
sul raggiamento.

I risultati ottenuti permettono all'A. di conclu

1.° La formula di Dulong e Petit non si a
risultati che nell'intervallo da 0° a 200° c.

2.° La formula di Stefan è quella che si
dalla temperatura di ebullizione dell'aria liquida f
tavia, a partire da 150° fino a 300°, essa darebb
po' troppo forti.

3.° La formula di Weber infine non si appl
temperature; ma a partire da 100° circa fino al lir
302°, fino al quale ha operato l'A., essa presenta
quella di Stefan e rappresenta meglio il fenomeno.

L'A. si riserva in una seconda Nota di espo
dovuti al raffreddamento dell'aria.

BLONDLOT R. *Sull' assenza di azione di un ca*
in una massa d' aria che è la sede di una corrente

(pp. 848-850). — Da una serie di esperienze descritte dall'A. in una precedente Nota risulta che quando si fa muovere una massa d'aria in un campo magnetico normalmente alle linee di forza, non si ha alcuno spostamento elettrico in questa massa d'aria. Ne viene correlativamente che una massa d'aria, sede di uno spostamento elettrico, non deve subire alcuna azione per parte di un campo magnetico.

L'A. dimostra questa proposizione notando che se ad essa si applica il principio della nguaglianza fra l'azione e la reazione, se ne conclude che una corrente di spostamento nell'aria non esercita alcuna azione magnetica e che, per conseguenza, la corrente di carica di un condensatore è una corrente aperta dal punto di vista magnetico. Ciò essendo una negazione di uno dei principi sui quali riposa la teoria di Maxwell, ne viene che se si vuol mantenere questa teoria, bisogna rinunciare al principio della reazione.

L'A. osserva che già Poincaré ha segnalato questa incompatibilità tra il principio della reazione e più teorie e dell'elettrodinamica, e conclude al pari di lui che non vede in questo fatto una ragione di rinunziare anticipatamente a quelle teorie la cui fecondità è attestata dalle scoperte capitali alle quali esse hanno dato origine.

Hemsalech A. *Determinazione di alcuni coefficienti di self-induzione* (pp. 863 864). — L'A. ha determinato sperimentalmente col metodo di Anderson, perfezionato da Fleming, i coefficienti di self-induzione delle bobine da lui adoperate nelle sue esperienze sugli spettri delle scintille elettriche, avendo riscontrati troppo alti i valori determinati per gli stessi coefficienti col calcolo.

Rimpiazzando i valori calcolati con quelli notevolmente più piccoli, dati dall'esperienza, l'A. ha trovato come grandezza delle self-induzioni che era utile impiegare per osservare gli spettri di alcuni metalli, i seguenti valori:

0,00286 *h* cobalto, zinco, magnesio, alluminio.
0,00689 » manganese, argento.
0,0254 » antimonio.
0,0419 » ferro, nickel, cadmio, stagno, piombo, bismuto, rame.

Mathias E. *Sulla distribuzione regolare della declinazione e della inclinazione magnetica in Francia al 1° Gennaio 1896* (pp. 864-867). — L'A. ha ricercato se, similmente a quanto aveva trovato per la componente orizzontale, le formule lineari che danno la legge di distribuzione della declinazione e della inclinazione magnetica nella regione di Tolosa, in funzione della latitudine e

della longitudine, potevano estendersi a tutta la Francia. Ha
vato che in questo caso le formule lineari dovevano rimpiaz
con formule di secondo grado a cinque o sei termini, ma che
formule erano valevoli tanto per la Francia quanto per la
sica.

Per la declinazione l'A. ha trovato che la differenza Δ D
stente tra la declinazione di un luogo X, al 1° Gennaio 1
data da Moureaux, alla stessa epoca, è data dalla formula:

$$\Delta D = 0{,}42\,(\Delta \text{ long}) + 0{,}17\,(\Delta \text{ lat.}) + 0{,}000090\,(\Delta \text{ long})^2 + \\ + 0{,}000086\,(\Delta \text{ long.})\,(\Delta \text{ lat.}) - 0{,}000062\,(\Delta \text{ lat.})^2.$$

Fra le Δ D calcolate e le Δ D osservate ha trovato in
che esiste la relazione:

$$\Delta D\,(\text{oss.}) = D_{x,96} - 14^\circ, 40',$$

dove $D_{x,96}$ è la declinazione della stazione X al 1° Gennaio
data da Moureaux, e 14°, 40′ la declinazione dell'osservatori
Tolosa alla stessa epoca e secondo lo stesso autore.

Tenendo quindi conto che una data stazione è consid
regolare se la differenza fra le Δ D osservate e le Δ D calc
non sorpassa, in valore assoluto, circa 3′ e viene invece con
rata irregolare se tale differenza raggiunge od oltrepassa 4′,
rileva che se alle stazioni visitate del Moureaux si aggiun
quelle della regione di Tolosa, si hanno più di 300 stazioni
lari situate in tutte le regioni della Francia, compresa la Co
Ne conclude che per quanto la declinazione sia fortement
fluenzata da cause locali, anche nelle regioni dove gli strat
perficiali non sono magnetici, pure non si può negare che q
elemento non obbedisca a una legge di distribuzione reg
come la componente orizzontale.

Per l'inclinazione, l'A. ha trovato, tenendo le stesse ar
zioni della formula precedente, la formula, applicabile a tut
Francia

$$\Delta I = 0{,}13\,(\Delta \text{ long.}) + 0{,}88\,(\Delta \text{ lat.}) - 0{,}000025\,(\Delta \text{ long.})^2 - \\ - 0{,}000050\,(\Delta \text{ long.})\,(\Delta \text{ lat.}) - 0{,}000200\,(\Delta \text{ lat.})^2$$

e l'altra:

$$\Delta I\,(\text{oss.}) = I_{x,96} - 61^\circ, 4'.$$

Cercando di verificare la prima di queste formule rapp
tare la legge della distribuzione regolare della inclinazion

trovato che tale legge è data dalla formula molto prossima a quella:

$$\Delta I = -1',2 + 0,12373\,(\Delta long.) + 0,89410\,(\Delta lat.) - 0,000032(\Delta long.)^2 - $$
$$- 0,0000531\,(\Delta\,long.)\,(\Delta\,lat.) - 0,000227\,(\Delta\,lat.)^2,$$

nella quale, il termine costante cambiato di segno, è l'anomalia della stazione di riferimento relativa alla inclinazione.

LAFAY A. *Sull' applicazione della camera chiara di Govi alla costruzione di un comparatore per regoli campioni* (pp. 867-869). — In una precedente Nota l'A. ha mostrato come si può utilizzare la camera chiara di Govi per realizzare diverse esperienze d'interferenza.

In questa Nota mostra come ricorrendo alle frangie d' interferenza si può utilizzare uno dei dispositivi allora descritti come comparatore ottico per regoli campioni il quale oltre presentare il vantaggio di evitare le deformazioni dovute ai contatti materiali, che si hanno nei comparatori ordinari, presenta pure l'altro di potere con esso operare su superfici connesse o concave, e di potere confrontare fra loro anelli campioni convenientemente scelti.

P. BACCEI.

Journal de Physique. T. 1, serie, 4ª.
Marzo, Aprile, Maggio 1902.

MAREY M. *Il movimento dell' aria studiato colla cronofotografia* (pp. 129-135). — Sono ricerche simili a quelle già fatte dall'A. alcuni anni or sono sui movimenti dei liquidi. Anche nel caso presente si tratta di rendere visibili e di fotografare dei fenomeni che sfuggono alla vista. Un apposito dispositivo permette di regolare la corrente d' aria su cui si sperimenta e di cui si possono rendere visibili e fotografabili movimenti immettendovi del fumo ed illuminandoli con un lampo di magnesio.

CORNU A. *Determinazione dei tre parametri ottici principali di un cristallo, in grandezza e direzione, col rifrattometro* (pp. 136-147).

CAMICHEL e BAYRAC. *Studi spettrofotometrici sopra gl' indofenoli* (pp. 148-151). — Gli indofenoli sono corpi ben definiti, cristallizzati che contengono nelle loro formule, alcuni due azoti terziari, altri un azoto terziario e un azoto primario. Si verifica facilmente che le loro soluzioni nell' alcool, etere, solfuro di carbonio hanno un coefficiente di assorbimento proporzionale alla concentrazione. Il minimo di trasparenza che si trova nel giallo è dunque invariabile quando cambia la concentrazione.

Ricercando l' influenza del solvente sulla posizione del nimo di trasparenza, si verifica che la legge di Kundt noi applica ai corpi studiati.

Una sostituzione in *orto* nel fenolo da cui deriva l' inc nolo produce uno spostamento considerevole del minimo di sparenza qualunque sia il solvente. Questo spostamento è di dal rosso verso il violetto.

Una sostituzione in *meta* nel fenolo, da cui deriva l' in nolo produce uno spostamento del minimo di trasparenza, se molto più debole del precedente e spesso trascurabile. Esso retto quando verso il rosso, quando verso il violetto.

Quando un azoto terziario è sostituito da un azoto prim il minimo di trasparenza si sposta sempre verso l' estremo rifrangibile dello spettro, qualunque sia il solvente.

MAURAIN CH. *Sopra le proprietà magnetiche di lamine sottili di ferro e di nickel* (pp. 151-156). — Studiando la m tizzazione di un deposito elettrolitico di ferro ottenuto in campo magnetico l'A. segnalò la particolarità seguente: la d zione di un magnetometro sul quale agisce il deposito in f zione sarebbe rappresentata in funzione del tempo da una se lo spessore del ferro deposto nell' unità di tempo e l'inte di magnetizzazione acquistata da ogni strato restassero cos Ora l' esperienza mostra, che, restando fisse le condizioni del trolisi, la curva che rappresenta la deviazione è una retta chè nella parte iniziale dove presenta una leggera concavità l' alto: il suo coefficiente angolare cresce in modo continuo al valore corrispondente alla parte rettilinea. L' interpretazi tale andamento è che nel deposito elettrolitico apparirebbe magnetizzazione ben definita solo quando lo spessore ragg un certo valore, e che l' intensità di magnetizzazione degli superficiali è più debole dell' intensità normale.

Nel presente lavoro, l'A. ha fatto formare depositi di su elettrodi differenti (ottone, argento, rame, oro, platino) trovato che la natura del catodo non esercita alcuna influ lo spessore limite a partire dal quale apparisce uno strato prietà definite è di circa 83 $\mu\mu$ (milionesimi di millimetr perturbazione iniziale delle curve sparisce quando il camp quale è ottenuto il deposito è assai intenso.

Esperienze simili sono state fatte col nickel pel quale l' sità di magnetizzazione degli strati superficiali è più grande d la degli strati profondi, e lo spessore limite è vicino a 20

L'A. finalmente discute e confuta l' obiezione che muovere che cioè la parte iniziale della curva sia dovuta

una variazione delle proprietà magnetiche, ma ad una perturbazione durante l' elettrolisi.

CHEVALIER H. *Sopra le variazioni di resistenza elettrica dei fili di lega platino-argento sottoposti a variazioni di temperatura* (pp. 157-163). — Quando si scalda un conduttore metallico dalla temperatura T_0 alla temperatura T_1 e si raffredda in seguito da T_1 a T_0, la resistenza elettrica passa da un valore R_0 a un valore R_1 e la modificazione permanente della resistenza stessa è uguale a $R_0 - R_1$.

L'A. si propone di studiare le modificazioni permanenti della resistenza elettrica di una serie di fili di lega platino-argento, sotto l' influenza delle temperature comprese tra la temperatura ambiente T_0 e quella del rosso vivo.

I resultati ottenuti sono i seguenti:

1° Quando si fa oscillare un gran numero di volte la temperatura del filo fra T_0 e T_1, la sua resistenza R prende a T_0 dei valori successivi R_0, R'_0, R''_0 sempre più piccoli e tali che la differenza $R_0 - R'_0$ $R_0 - R''_0$ diminuisce sempre senza mai annullarsi; si avvicina cioè a un valore limite R_1.

2° Il limite R_1 non è unico e definitivo e basta portare il filo per alcuni istanti a una temperatura T_2 superiore a T_1, per ottenere un nuovo limite R_2. Ripetendo un gran numero di volte tale operazione si ottiene una serie di limiti sempre più ravvicinati gli uni agli altri che tendono verso un limite nuovo (limite dei limiti).

3° L' influenza della temperatura T_2 sul limite dei limiti è considerevole: esso presenta un massimo per $T_2 = 320°$ e un minimo per $T_2 = 480$.

4° Purchè T_2 non oltrepassi 320 il limite dei limiti è indipendente da T_2.

L'A. termina enumerando alcune applicazioni pratiche dei suoi resultati sperimentali.

BOUASE H. *Sopra le focali nei mezzi isotropi* (pp. 201-207).

PAILLOT R. *Ricerche sopra le forze elettromotrici di magnetizzazione* (pp. 207-228). — Immergendo in un elettrolito suscettibile di attaccarle, due sbarrette di una sostanza magnetica e facendo agire sopra una di esse un campo magnetico, il sistema funziona come una pila.

L'A. si è proposto di ricercare quello che diviene la f. e. m. di magnetizzazione per campi molto intensi; di studiar la variazione colla temperatura; ed ha operato con ferro dolce, con acciaio ordinario e al nickel, col nickel puro e col bismuto.

Il liquido nel quale pescavano gli elettrodi era ac
lata, priva d'aria e nella quale venivano aggiunte picc
tità d'acido acetico o di acido ossalico.

Pel ferro dolce l'A. perviene alle conclusioni segu

1° Per una temperatura data la f. e. m. di magn
non aumenta col campo, ma tende verso un limite dete

2° Il valore del campo pel quale tal f. e. m. è
varia col variare del ferro.

3° La f. e. m. aumenta colla temperatura; la va
tanto più grande quanto più il campo magnetico è inte

4° Il campo pel quale è raggiunto il limite dell
è sensibilmente lo stesso per temperature comprese tra

Conclusioni relative ai diversi campioni di acciaio:

1° La f. e. m. tende verso un limite quando au
tensità del campo magnetico.

2° Il limite della f. e. m. non è lo stesso per u
vergine che per un acciaio che ha già subito l'azione di
magnetico intenso.

3° La f. e. m. aumenta con la temperatura ed a
sto aumento tende ad un limite.

Pel nickel e il bismuto, la f. e. m. di magnetiz
molto debole: per il primo cresce colla temperatura, d
invece pel secondo.

MALTÈZOS C. *Sopra i fenomeni della retina* (pp. 2

DELVALEZ G. *Vaso a eccedenza* (pp. 234 237). — L
cia alcune applicazioni di questo vaso come determin
densità di solidi più e meno pesanti dell'acqua e di liq
chè per ricerche su fenomeni capillari.

SAGNAC G. *Sopra la resistenza elettrica di un cond
gnetico o diamagnetico percorso da una corrente variabi
in un campo magnetico* (pp. 237-238).

BLONDEL A. *Sopra gli oscillografi* (pp. 273-302). —
nella prima parte di questa Memoria una descrizione d
centi modelli di oscillografi del tipo a banda vibrante
bifilare; nella seconda parte una esposizione della lo
comparata a quella dell'antico tipo a sbarra di ferro d

BENEDICKS C. *Studi sopra la distanza dei poli dell
(pp. 302-307). — Secondo la definizione generalmente
la distanza dei poli è $L = \frac{M}{m}$, designando M il mom
gnetico ed m la massa magnetica di ciascuno dei poli.
minazione di L è dunque assai semplice; tuttavia esist
determinazioni di L che non dànno luogo ad obiezioni. L

ciò che sembra avere più interesse rinviando per maggiori dettagli al suo lavoro *Untersuchungen über den Polabstand magnetisirter Cylinder* pubblicato nel *Bihang t. k. Svenska Vet-Akad. Handl.* 27, I, n. 05, 1902, Stockholm.

Korda D. *L' influenza del magnetismo sopra la conducibilità calorifica del ferro* (pp. 307 311). — L'A., sperimentando su dischi e sbarre di ferro dolce trova che la conducibilità calorifica del ferro dolce subisce una diminuzione nella direzione delle linee di forza magnetiche, resta invece invariata nella direzione delle linee equipotenziali, indipendentemente dal senso della forza magnetizzante. I resultati ottenuti stabiliscono una certa analogia tra le proprietà dei corpi ferromagnetici e quelle dei cristalli uniassi.

La dissimetria prodotta nella massa del ferro dal campo magnetico influisce sulla propagazione del calore: tale influenza si può studiare con un dispositivo simile a quello del de Sénarmont per la conducibilità calorifica dei cristalli.

Macé de Lépinay J. *Proiezioni stereoscopiche* (pp. 311-312). L'A. descrive un modo per rendere visibile simultaneamente da tutti i punti di una sala il rilievo apparente delle proiezioni stereoscopiche.

Houllevigue L. *Sulla preparazione del ferro col processo Goldschmidt* (pp. 312-314). M. Allegretti.

Drude's Annalen, Vol. 4°, N. 4, (seguito) e Vol. 5°, N. 5, 1901.

Berndt G. *Intorno agli spettri di bande dell'allumina e del nitrogeno* (pp. 784-796). — L'A. costata che lo spettro di bande dell' allumina, misurato dall' Hasselberg e su la cui origine vi erano divergenze d' opinione, appartiene non già al metallo ma al suo ossido. All' infuori di detto spettro egli osserva nella parte ultravioletta un altro spéttro di bande identico per una serie intera di metalli, il quale secondo l'A. è da ascriversi al nitrogeno dell' atmosfera. L'A. riporta in questa Nota le lunghezze d' onda di codesto spettro.

Königsberger I. *Sulla dipendenza dalla temperatura dell' assorbimento della luce nei solidi* (pp. 796-811). — La dipendenza dalla temperatura dell' assorbimento della luce nei solidi si esprime col mezzo di due leggi: allorchè pei corpi metallici l' assorbimento rimane pressochè inalterato nell' intervallo di temperatura da 10° a 360°, nelle sostanze non metalliche possedenti assorbimento selettivo, all' aumentare della temperatura corrisponde

uno spostamento delle curve d'assorbimento verso le lunghez
d'onda crescenti e in alcuni casi un allargamento dell'interva
d'assorbimento, il cui massimo non subisce però modificazio
notevole.

MIZUNO J. *Sull' influenza d' una resistenza priva d' autoin zione sulla scarica oscillatoria dei condensatori* (pp. 811-815).
Aggiungendo in parallelo una resistenza priva d'autoinduzione
circuito di scarica d'un condensatore, si aumenta la resiste
apparente di quest'ultimo e allo stesso tempo lo smorzame
delle oscillazioni di quantità crescenti al decrescere di code
resistenza. Diminuendo la resistenza al di là di un valore limi
si ottiene una scarica aperiodica. Allorchè generalmente non
vengono oscillazioni della scarica in un circuito privo di ind
tanza, nel caso in esame tali oscillazioni vengono costatate.

NABER H. A. *Sul barometro ad aria* (pp. 815-828). — Ric
data la disposizione degli antichi apparecchi di Archimede,
Caswell e di altri fisici, l'A. descrive alcuni tipi di barome
ad aria da lui ideati ed usati. Preconizzando l'uso di quello st
mento oggidì quasi dimenticato per vari fini, cita gli analo
dispositivi offertici dalla natura stessa.

GOLDHAMMER D. A. *Intorno all' equazione spettrale del plat bianco* (pp. 828-834). — Considerazioni analitiche intorno a de
equazione e discussione delle formole proposte da vari autori.

GOLDHAMMER D. A. *Sulla pressione dei raggi luminosi* (
834-853). — Basandosi su delle considerazioni termodinamic
Bartoli aveva dedotto che i raggi luminosi cadenti normalme
sopra una superficie perfettamente riflettente esercitino su
essa una pressione eguale al doppio dell'energia dei raggi i
denti contenuta nell'unità di volume: $p = 2e$. Altri autori,
neralizzando il risultato del Bartoli, lo hanno trovato in perf
concordanza colle deduzioni elettromagnetiche del Maxwell.
l'A., in supplemento dei ragionamenti precedenti alquanto ri
mentari, dà la teorica completa di quei fenomeni.

FROMME C. *Sul magnetismo del ferro* (pp. 853-856). —
tica dei risultati riportati dal Kalitscher nel terzo volume d
Annali (p. 683).

JAEGER W. e LINDECK ST. *Ricerche intorno alle pile c pioni, specialmente intorno alla pila al cadmio di Weston* (pp
51). — Per le misure di alta precisione, quali vengono eseg
nelle sezioni analoghe all'Istituto fisico-tecnico Imperiale di C
lottenburg, è di somma importanza il conoscere accuratament
proprietà delle pile campioni usuali ed il poter disporre di
certo numero di campioni secondari di varia età, i quali dop

tati confrontati fra loro una volta per tutte, vengono sot-
ad un nuovo confronto scambievole, tutte le volte che si
erificare la stabilità degli strumenti usati. Ora le osserva-
el Cohen [1]) avevano messo in dubbio l' attendibilità della
Weston, la quale si presterebbe in modo speciale al fine
nato, in grazia della piccolezza del suo coefficiente di tem-
a.

A. riferiscono qui le misure da loro eseguite, onde ac-
il rapporto fra le f. e. m. della pila di Clark e quella al
a soluzione satura, costatandone la perfetta concordanza
nalogne misure eseguite nell' Istituto sovraccitato fin dal
verificando la validità per ambi i tipi di pila normale delle
di temperatura altravolta stabilite. Le pile al cadmio
nti un amalgama al 14,3 %, identiche colle pile esaminate
hen, pur scostandosi notevolmente dal valore normale in vi-
dello zero, ridiventano servibili sin da 10°, allorchè quelle
nti un amalgama meno concentrata, fra 12 e 13 %, sono
prive di qualsiasi valutabile irregolarità, risultato ciò ve-
con 80 elementi diversi. L' A. ha già rilevato che il
tamento osservato dal Cohen sia da ascriversi, non già
tenza d' un punto di trasformazione del solfato di cadmio,
amente a quello che avviene nel caso della pila di Clark,
dei fenomeni tuttora mal conosciuti producentisi in seno
algama di cadmio.

riticate le ricerche del Cohen, gli A. preconizzano l' impiego
pila di Weston come pila campione.

IETERICI C. *Calcolo delle isoterme* (pp. 51-89). — L'A. ha
nostrato che onde calcolare le densità critiche in base al-
zione di stato del Van der Vaals, non sia ammissibile il
re la pressione capillare $\pi = \frac{a}{v}$, dovendo quella grandezza
pure funzione della temperatura. Prendendo le mosse dai
ti cinetici usati da Jager e da Voigt, l' A. ha pure calco-
valore teorico di π in funzione del volume e della tempe-
.

ornando su quella interessantissima questione, l'A. in que-
emoria espone il modo di dedurre lo stesso valore in base
ragionamenti della termodinamica, valendosi, invece di
ti cinetici non privi d'arbitrarietà, d'un principio basato sulla
di ripartizione del Maxwell.

[1]) Cohen, Ann. d. Phys., 2, p. 863, 1900. Vedasi anche la nota del Jaeger rias-
el N. C., (4), vol. 9, p. 482.

Nell' equazione del Van der Waals

$$p + \pi = \frac{R\vartheta}{v - b}$$

viene considerata la somma della pressione attuale p
pressione capillare π come quantità incognita P, rappr
P la pressione d' una sostanza priva di coesione a mo
estensione finita. Si calcola poi col mezzo delle equazi
termodinamica il lavoro A eseguito da una siffatta sostan
dentesi isotermicamente dal volume v della sostanza pro
coesione al volume v_a spettante alla sostanza priva di
essendo la pressione p. Con detto lavoro si ha il modo
porre la pressione totale P nelle componenti p e π.

Si tratta pertanto di poter precisare la natura di A
prima approssimazione molto grossolana si giunge al ris
A sia inversamente proporzionale al volume occupato
stanza coesiva alla pressione p e a temperatura costante
cendo questo valore nella formola si ottiene per p una es
la quale, pur essendo affatto diversa da quella del Van d
risulta al pari di quest' ultima atta a rappresentare la
dello stato liquido e dello stato gazzoso. Applicando l
ricavate all' isopentano, si ottiene una concordanza fino
per cento colle osservazioni, pure supponendo b costan
perfezionare quei calcoli pel caso più generale di b =
è costretti di fare una ipotesi circa la natura di co
zione. Le ipotesi fatte dall' A. forniscono un accordo
cente assai colla esperienza per tutte le isoterme dell' is
In seguito viene determinata la dipendenza del lavoro
temperatura, rimanendo così descritto lo stato gazzoso
l' equazione

$$A = \int_{v}^{v_a} P \, . \, dv = R\vartheta_k \, a \frac{v_k}{v} \frac{\vartheta_k^{\frac{1}{2}}}{\vartheta^{\frac{1}{2}}}$$

essendo a un fattore da ricavarsi dai dati critici e prob
vicino a 2 per tutte le sostanze normali.

Applicando le regole empiriche ottenute al calore
razione dell' isopentano, l'A. mostra come esse rappresen
lo stato liquido. Estendendo poi codesti calcoli ad altri
bilisce la validità universale dei procedimenti usati in
voro.

STARK J. *Contribuzioni alla teoria delle correnti ele*
gaz (pp. 89-113). — Questo lavoro di indole purament

eguito ad una precedente Memoria dell'A. pubblicata nel
p. 402) degli *Annali* (vedasi *Nuovo Cim.*, (5), 3, p. 329)
ecchi lavori anteriori, non si presta ad un breve rias-

IGSBERGER S. *Sulla dipendenza delle costanti dielettriche
pressione e dalla temperatura* (pp. 113-121). — In grazia
ge della conservazione dell'energia combinata colla teoria
ell si ha il modo di trovare la forma più semplice, di cui
scettibili le formole esprimenti la dipendenza delle co-
ielettrica e di magnetizzazione e dell'indice di rifrazione
essione e dalla temperatura. L'A., a fine di dedurre code-
la, si vale di un processo ciclico reversibile. Le formole
diversificano in modo notevole dalle analoghe equazioni
mson, del Drude, del Duhem e di altri.

NSON K. R. *Costanza o incostanza del potenziale esplosivo* (pp.
). — In una precedente Nota l'A. aveva ricordato la espe-
el Wollaston secondo la quale si ottiene uno sviluppo di gaz
nte ad ambedue gli elettrodi, impiegando degli elettrodi
collegati ai conduttori d'una macchina statica. Onde spie-
tto fenomeno, l'A. aveva ritenuto che le punte vengano
alternativamente con elettricità positiva e negativa, avve-
cioè un moto periodico di elettricità previamente alla sca-

questa Nota il Johnson riporta i risultati di nuove ricer-
raprese a fine di confermare quella maniera di vedere, in-
do gli elettrodi di Wollaston nel circuito secondario d'un
natore di Tesla. In seguito l'A. discute le condizioni di
e qualche irregolarità che si presenta in proposito.

RN A. *Sulla superficie chiara* « I » *del Jaumann* (pp. 136-
- L'A. ripetute qui le esperienze del Jaumann, propone
rima spiegazione del fenomeno suaccennato, col quale detto
ntatore appoggia la propria teoria delle onde longitudinali
i vuoti d'aria, l'ipotesi che le vibrazioni di Hertz si pro-
negli elettrodi e che l'elettricità scorra dai punti vibranti
nte più facilmente che non dai punti a vibrazione debole.

HULTZE H. *L'attrito interno dell'argon e la sua variazione
mperatura* (pp. 140-166). — Nelle investigazioni di Lord
gh il procedimento seguito non era privo di imperfezioni.
etermina pertanto l'attrito interno dell'argon secondo un
più perfetto, per quanto analogo a quello usato dal fisico
.

valore da lui trovato sia per l'attrito stesso sia pel coef-
di temperatura è un poco più elevato del valore dato da

Lord Rayleigh, essendo la divergenza più grande per quest
ma grandezza. Da queste misure l'A. ricava il risultato che
trariamente alle previsioni teoriche il cammino libero sia fun
della temperatura anche per i gaz monatomici. La formol
Sutherland rappresenta abbastanza bene il comportamento
coefficiente in esame.

BREITENBACH P. *Sull' attrito interno dei gas e la su riazione colla temperatura* (pp. 166-170). — L' A., dietro
di O. E. Meyer, intraprende una verifica della teoria del S
ford, da cui risulta che detta teoria va d'accordo coi dati
esperienza.

AUERBACH F. *Le figure d' equilibrio delle polveri* (pp.
220). — All' infuori degli stati liquido e solido si può consic
uno stato partecipante delle proprietà di ambedue e che segue
leggi speciali; lo stato polverulento.

L'A., studiando qui le figure d'equilibrio delle polveri me
un nuovo procedimento, giunge fra l'altro alle seguenti c
sioni:

1. La superficie normale di livello è piana.

2. In vicinanza delle pareti solide avvengono degli
di contatto ben definiti.

3. La figura d' equilibrio a base ciclica è la metà in
di un iperboloide di rotazione, le cui costanti sono funzio
quelle della polvere.

4. Sopra una base munita di un foro circolare si osse
cratere generato dalla rotazione intorno all' asse verticale
metà superiore d' un ramo d' iperbole.

5. Le figure generate sopra poligoni regolari sono de
ramidi a costole e punte arrotondate.

6. A parità di circostanze, l' arrotondamento è propor
alla grandezza dei grani.

7. Le costole acute costituiscono delle linee di decliv
nima, mentre le costole arrotondate sono linee di declività ma

8. La declività diminuisce in generale, dal basso al
purchè non sia costante.

9. La pendenza normale fu trovata fra 21° e 36°; ess
grande pei grani piccoli, acuti e angolosi, pei grani leggie
superficie ruvida.

10. Per una medesima polvere la declività può as
tutti i valori compresi fra 0° (punta di cono) e 90° (sopra fo
bastanza piccolo).

Tutti quanti i risultati sovrammenzionati vengono ded
perfetta concordanza sia dalla teoria che dalla esperienza.

IAEFER C. *Sull' influenza della temperatura sull' elasticità zlli* (pp. 220 234). — Le proprietà elastiche dei metalli più o meno dipendenti dalla temperatura, essendo sia il d' elasticità che quello di torsione in generale funzione li- alla temperatura.

sendo però il coefficiente di temperatura del modulo di più grande di quello del modulo d' elasticità, la gran- aumenta al crescere della temperatura e tende verso il superiore $^1/_2$. La grandezza di entrambi questi coefficienti peratura l'A. la trova essenzialmente dipendente dai coef- di dilatazione termica e dalla temperatura di fusione. rte di quei risultati va d' accordo con quelli trovati dal elsohn.

elasticità residua si comporta pressochè egualmente per metalli che la possedono in grado rilevante. Il limite d' e- à varia in senso inverso della temperatura in tutti i casi gati.

LGENTRAEGER W. *Intorno alla Memoria del Middel: Va- e termica della sensibilità delle bilancie avvenente in causa eformazione cagionata dal riscaldamento* (pp. 234-236). — pur non credendo inverosimile la spiegazione del Middel, a ad un altro modo di dar ragione del fenomeno.

HMANN O. *Cristalli liquidi* (pp. 236-240). — Risposta alla del Tammann pubblicata nel quarto volume (p. 524) degli .

EGER G. *Sulla distribuzione dell' elettricità alla superficie lissoide* (p. 240). — Jaeger fa risultare la priorità dello rispetto alle deduzioni teoriche di Dörrie (*Ann. d. Phys.* 38, 1901).

A. GRADENWITZ.

Philosophical Magazine. Serie 6., Vol. 2, 1901.

ord KELVIN. *Le nubi del XIX secolo sulla teoria dinamica ore e della luce* (pp. 1-40). — La bellezza e la chiarezza eoria dinamica, che asserisce il calore e la luce esser modi vimento, è adesso oscurata da due nubi. La prima si riferi- modo di spiegare come la terra si possa muovere attraverso ido elastico, quale essenzialmente è l'etere luminifero; e la a è relativa alla legge di Maxwell-Boltzmann sulla ripar- dell' energia.

uanto alla prima, per poter conciliare l' immobilità del che è richiesta dall' aberrazione della luce delle stelle, collo nento degli atomi materiali nel mezzo stesso, il Kelvin

suppone che gli atomi consistano in perturbazione dell' etere
per condensazione o per rarefazione, e rimandando al suo Rappo
al Congresso di Fisica di Parigi, che tratta una questione conne
con questa, egli qui studia specialmente il caso di un atomo sferi
Dalle considerazioni che fa l' A. resulta che uno spostamento
riodico dell' atomo dà origine a vibrazioni longitudinali e trasv
sali, e queste ultime producono le onde luminose.

La seconda difficoltà, consiste nel dover ammettere che l' en
gia cinetica di una molecola di un gas si ripartisca ugualmen
in media, fra i diversi gradi di libertà e specialmente fra qu
che corrispondono ai movimenti da cui hanno origine le vib
zioni luminose. Lo spettro complicato dei gas, anche di qu
monatomici, condurrebbe ad ammettere un numero assai gra
di gradi di libertà, ciò che pel rapporto fra i calori specifici
rebbe un valore vicinissimo all' unità, contrariamente ai resul
sperimentali.

Sottoponendo al calcolo un numero rilevante di casi sempl
relativi a particelle sferiche o allungate, pesanti o no, e mov
tisi in spazi di forme svariate, l' A. ha ottenuto resultati cont
alla legge dell' ugual repartizione dell' energia cinetica, che
condo l'A. dovrebbe quindi esser rigettata.

BARUS. C. *L' assorbimento del fosforo ionizzato. Emanazi
entro tubi* (pp. 40-49). — Come i raggi di Röntgen, di Becqu
e di Lenard, anche i prodotti che emanano dal fosforo cond
sano un getto di vapor acqueo cui conferiscono un colore ta
più bleu quanto maggiore è il volume dell' aria che, dopo e
passata sopra i frammenti di fosforo, è portata a contatto del
pore.

Proseguendo i suoi studi su questo soggetto l'A. determ
in qual modo l' aria perde la suddetta proprietà allorchè cir
entro tubi di natura e di dimensioni diverse. A differenza di
che avviene nei gas resi conduttori, sembra che nel caso ora
diato la conduttività elettrica del tubo non abbia influenza,
chè i nuclei di condensazione non subirebbero l' azione di f
elettriche.

WILDERMAN M. *Sulla velocità della reazione prima dell'e
librio completo e prima del punto di transizione ecc.* (pp. 50-
— Le condizioni dell' equilibrio chimico che furono stabilite
Gibbs, presuppongono il sistema sottratto alle azioni esterne;
vece l'A. ha introdotto in quelle equazioni anche i poten
relativi alla gravità, al magnetismo, al potenziale cinetico e a q
chimico. Egli giunge così a stabilire che se in un sistem
diverse componenti indipendenti sono affette da più di un p

condizione necessaria e sufficiente perchè vi sia reazione somma di tutti i potenziali di ciascuna di tali compo- sia costante in tutta la massa.
principale di questo lavoro era peraltro la determina- a velocità delle reazioni termiche, chimiche e meccani- a che sia raggiunto l'equilibrio; e nelle sue ricerche determinare la temperatura ad ogni istante si è servito mometro a filo di platino, formante uno dei lati di un heatstone, e le variazioni della cui resistenza erano re- otografando su una carta fotografica, mossa da un siste- logeria, le deviazioni di un galvanometro Kelvin.
tal processo l'A. ha studiato la velocità di solidificazione a, di fusione del ghiaccio, e la cristallizzazione dei sali soluzioni soprasature. Le curve galvanometriche, che te lo stesso andamento e presentano un punto d'infles- nno le parti concave e convesse presso a poco logarit-

ali curve si può dedurre la relazione

$$\frac{dT}{d\tau} = K'(T_0 - T)(T - T' + K)$$

la temperatura al tempo τ, T_0 la temperatura d'equi- quella cui il sistema è stato portato al di là dell'equi- e K' sono costanti, che dipendono dalla natura della da quella del solvente e del soluto, dalla sua concen- dalla temperatura ecc.
KS H. *Smorzamento delle oscillazioni nella scarica di un ore* (pp. 92-108). — Lo studio dello smorzamento è stato iante il rivelatore magnetico del Rutherford, cioè misu- smagnetizzazione che la scarica produce in un fascio di iaio. Se la prima mezza oscillazione della scarica è di da magnetizzare il fascio, l'effetto prodotto è maggiore dovuto alla seconda mezza oscillazione. Il decremento ica è misurato dal rapporto fra gli archi di cerchio che sser percorsi da due scariche di senso inverso per pro- stessa smagnetizzazione.
esperienze fatte l'A. deduce che la resistenza della resce con la lunghezza e diminuisce al diminuire della e che lo smorzamento prodotto da fili di ferro è molto che con altri metalli.
ON H. *Nota ulteriore sull' equazione di Van der Waals* 18). — Continuazione della Nota pubblicata nel fasci- aggio 1901, (cfr. *N. Cim.*, (5), 3, p. 334).

Langley S. P. *Il nuovo spettro* (pp. 119-130). — Presentando all'Accademia nazionale delle scienze di Washington un suo libro che contiene l'esposizione del suo lavoro di venti anni per lo studio dello spettro solare, l'A. insiste sul fatto che il bolometro gli ha permesso di scoprire e di studiare un nuovo spettro, cioè la porzione compresa fra le lunghezze d'onda 1,8 μ a 5,3 μ.

Dal confronto delle curve d'intensità dello spettro, si può poi fin d'ora affermare l'esistenza di una variazione regolare con le stagioni.

Una bella tavola litografica riproduce lo spettro nuovo osservato dall'A. colla ripartizione dell'energia nelle sue varie parti.

Rose-Innes J. *Sul raggiungimento pratico della scala termodinamica per le temperature* (pp. 130-144). — In questa Memoria l'A. mostra come possa svilupparsi la teoria del termometro a gas, in modo da poter facilmente dedurre dalle sue letture la temperatura assoluta.

Applicando poi le formule ottenute alla determinazione del punto di fusione del ghiaccio e servendosi dei dati sperimentali del Chappuis, trova la temperatura di 273°,361 servendosi delle misure fatte col termometro ad azoto, e di 273°,153 basandosi su quelle fatte col termometro a idrogeno. La differenza di 0°,208, superiore d'assai agli errori sperimentali, dipende da cause finora sconosciute.

Dalla teoria svolta risulta poi che le correzioni da farsi alle indicazioni del termometro a gas a volume costante fra 0° e 100° sono estremamente piccole; mentre sono più grandi nel caso del termometro a pressione costante; ciò concorda coi resultati del Regnault.

Wilson H. A. *Sull'effetto magnetico della convezione elettrica e sulle esperienze di Rowland e di Cremieu* (pp. 344-350). — V. *N. Cim.* (5), 2, p. 251.

Lord Kelvin. *Sull'etere e sulla materia ponderabile nello spazio infinito* (pp. 161-177). — In questa ampliazione della lettura fatta nel 1884 a Baltimora, Lord Kelvin calcola la densità dell'etere e l'energia contenuta in un chilometro cubo di luce solare, servendosi delle misure pireliometriche del Pouillet. Per la massa in grammi di un chilometro di etere vicino al sole egli ottiene il valore $20{,}64 \times 10^{-7} n^2$, essendo n il rapporto fra la velocità massima di vibrazione dell'etere e la velocità della luce. Questo rapporto non si conosce, ma è probabile non possa superare $\frac{1}{50}$; onde si deduce per la densità dell'etere, supposta costante in tutto

lo spazio, il valore 5×10^{-18}, prendendo per unità quella dell'acqua.

L'etere e la materia potrebbero quindi compenetrarsi.

Per l'energia di un chilometro cubo di luce solare, dai dati del Pouillet l'A. trova il valore di 412 chilogrammetri in vicinanza della Terra, e vicino al Sole un valore 46000 volte più grande.

Seguono poi interessanti calcoli sull'attrazione che le stelle eserciterebbero sull'etere luminifero, e sulla distribuzione degli astri nello spazio.

APPLEYARD R. *Su un ponte di conduttività a lettura diretta* (pp. 178-179). — Uno dei lati c del ponte Wheatstone è formato da un filo rettilineo uniforme, sul quale scorrono uniti fra loro i capi del lato contiguo d e della diagonale contenente il galvanometro. Detto a l'altro lato contiguo a c, e detto b il lato opposto a c, per l'equilibrio si ha $\frac{d}{b} \frac{c}{a}$.

Se ora k_a e k_b sono le conduttività dei fili a e b, si ha pure $d\,k_b = c\,k_a$, da cui $k_b = \frac{k_a}{d}\,c$; cioè la conduttività k_b è data direttamente in funzione di c se d si mantiene costante e in a si pone un filo di conduttività nota.

PENDER H. *Sull'effetto magnetico della convezione elettrica* (pp. 179-208). — V. *N. Cim.* (5), 2, p. 241.

ROSE-INNES J. e YOUNG S. *Proprietà termiche dell'isopentano e del pentano normale* (pp. 208-210). — Prendendo la differenza fra R T e $p v$ come misura della deviazione di un gas dalla legge di Boyle, gli A. trovano che le deviazioni dell'isopentano sono in rapporto costante con quelle del pentano normale, per un medesimo volume e per una medesima temperatura.

RUTHERFORD E. *Dipendenza della corrente in un gas conduttore dalla direzione del campo elettrico* (pp. 210-228). — Con numerose esperienze e con disposizioni adatte l'A. mostra che onde si abbiano differenze nell'intensità di una corrente che attraversa un gas ionizzato, si debbono sodisfare diverse condizioni, cioè: ionizzazione dissimmetrica rispetto agli elettrodi, perturbazione del gradiente del potenziale dovuta al moto degli ioni, e velocità diseguale degli ioni. Se queste condizioni son verificate il rapporto fra la velocità degli ioni misura anche quello fra le intensità delle correnti fra gli elettrodi. Tutto ciò che rende meno disuguali le correnti degli ioni, come ad es. l'umidità, rende anche meno diverse le correnti nelle due direzioni.

La pretesa conduttività unipolare delle fiamme potrebbe esser dovuta alla disuguale velocità con la quale gli ioni + e — sfug-

gono dagli elettrodi, specialmente se son di natura divers scaldati al calor bianco.

FLEMING J. A. e ASHTON A. W. *Modello che imita l prietà dei dielettrici* (pp. 228-233). — Il modello è formato molle a spirale, sovrapposte in un tubo di vetro pieno di v e d'olio da macchine.

Le molle son separate da dischi d'ottone e possono assoggettate a una rapida compressione o ad una rapida pressione mediante opportuni elettromagneti ed una sbar sversale che può fissarsi in diverse posizioni. La compr esercitata è registrata da un indice sopra un cilindro rotar cune curve unite alla Nota mostrano come si possano co modello imitare i diversi fenomeni che si presentano nella e nella scarica dei condensatori.

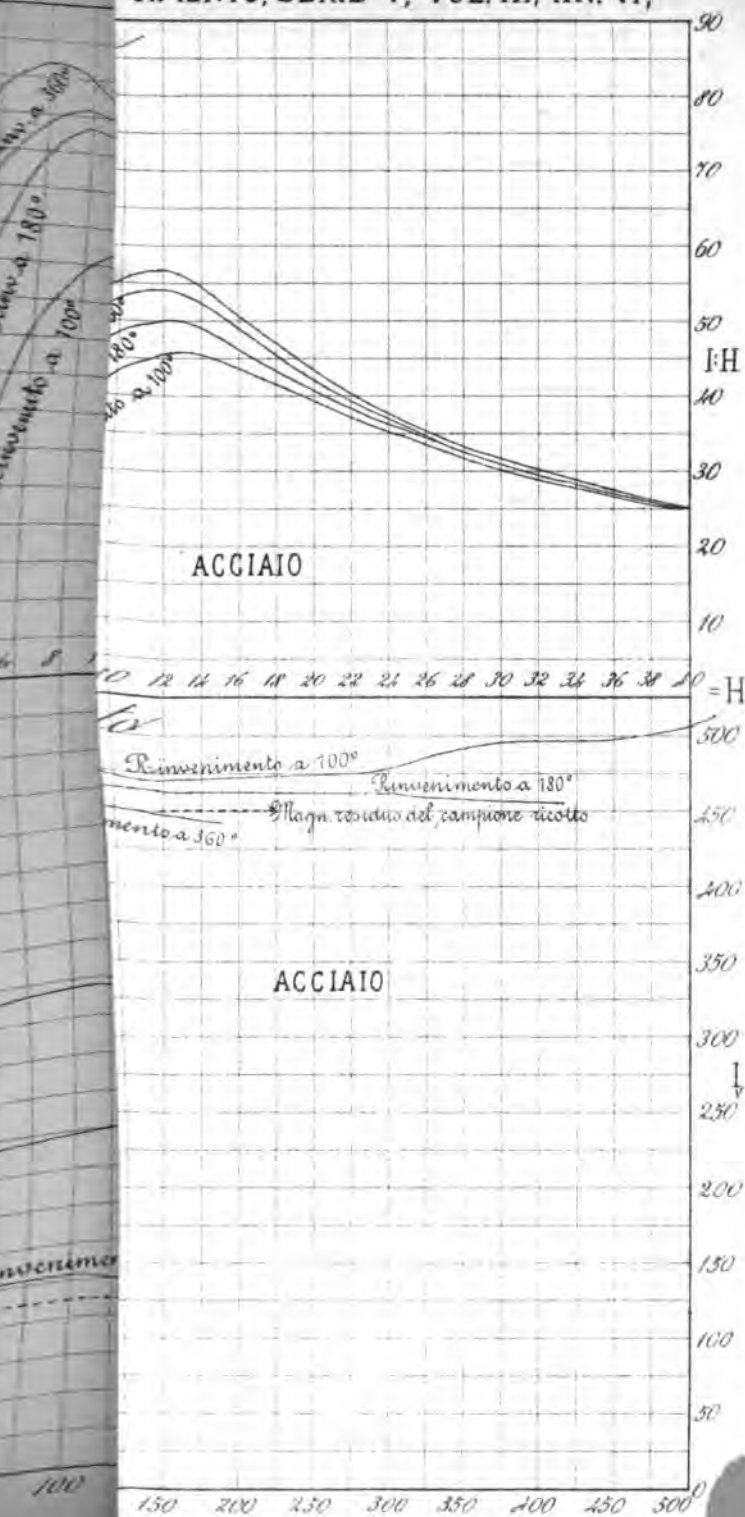
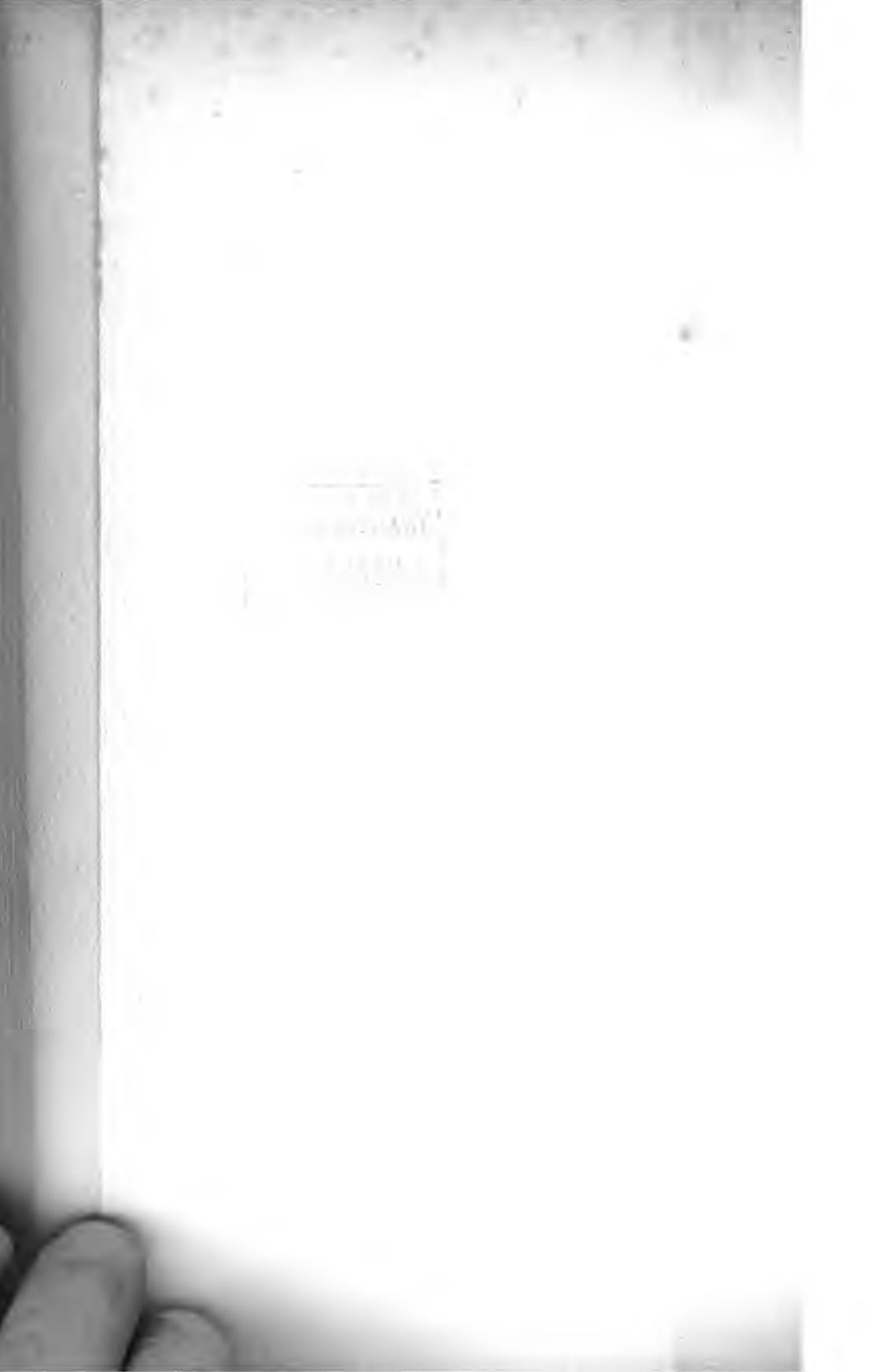
ASHTON A. W. *Elettrizzazione dei dielettrici per azior caniche* (pp. 233-335). — Una foglia di gomma elastica, po due lastre d'ottone congiunte ai quadranti di un elettrom elettrizza se sopra vi cade un peso. Si carica anche stir e si elettrizza in senso opposto lasciandola ritornare a sè.

CREMIEU V. *Risposta alla Nota di H. A. Wilson sull magnetica della convezione elettrica e sulle esperienze di R e di Cremieu* (pp. 235-237). — V. *N. Cim.* (5), 2, p. 251.

BROMWICH T. J. I' A. *Sul potenziale di un sistema sim* (pp. 237-240). — L'A. mostra come possa riconoscersi glianza, non apparente a priori, fra le due espressioni d Thomson e Tait (*Nat. Phil.* § 546) pel potenziale di un di colare per un punto esterno e per uno interno al disco si considera un punto dell'orlo.

A. STEFA

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

ACCIAIO
I·H
=H
Rinvenimento a 100°
Rinvenimento a 180°
Magn. residuo del campione ricotto
ACCIAIO
I
LIT-CIPO VALENTI-PISA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

fatto adesione alla Società

dini Prof. Amedeo, R. Scuola Normale   Brescia

---

esecuzione dell' art. 5 del regolamento, i Soci seguenti,
hanno ancora pagato la quota del 1900, si ritengono
nari:

ni Bettino
zi Alfredo
tto Agostino
Giorgio
ba Sante
niti Camillo
Pietro
Milani Giulio
Monti Virgilio
Morale Alessandro
Paternò Emanuele
Pellizzari Ferruccio Ranieri
Quadrio Antonio

---

uazione della Nota pubblicata a pagina CLV.

nno pagato la quota del 1901 i Soci:

etti Mario
tti Adolfo
relli Ignazio
Leonardo
ni Dario
Giovanni
li Alberto
cchi Guglielmo
hi Eusebio
Enrico
Paolo
aso Damiano
rrone Francesco
Macchia Pietro
Mastricchi Felice
Murani Oreste
Piaggesi Giuseppe
Picciati Giuseppe
Pierpaoli Nazzareno
Pitoni Rinaldo
Salvioni Enrico
Santarelli Giorgio
Tolomei Giulio
Vanni Giuseppe
Vassura Giuseppe

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Alessandri Guido
Andreasi Giuseppe
Ascoli Moisè
Boccara Vittorio
Bongiovanni Giuseppe
Bosi Italo
Canuto Sebastiano
Cirri Oreste
Ferrini Rinaldo
Gherardini Amedeo
Marangoni Carlo
Montù Carlo
Naccari Andrea
Oddone Emilio
Righi Augusto

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

fatto adesione alla Società

Prof. Tito, R. Liceo Urbino

---

azione della Nota pubblicata a pagina CLVII.

no pagato la quota del 1901 i Soci:

iuseppe
ore
Ottolenghi Michele

no pagato la quota del 1902 i Soci:

nrico
ni Temistocle
e Michele
Marcucci Sabino
Somigliana Carlo

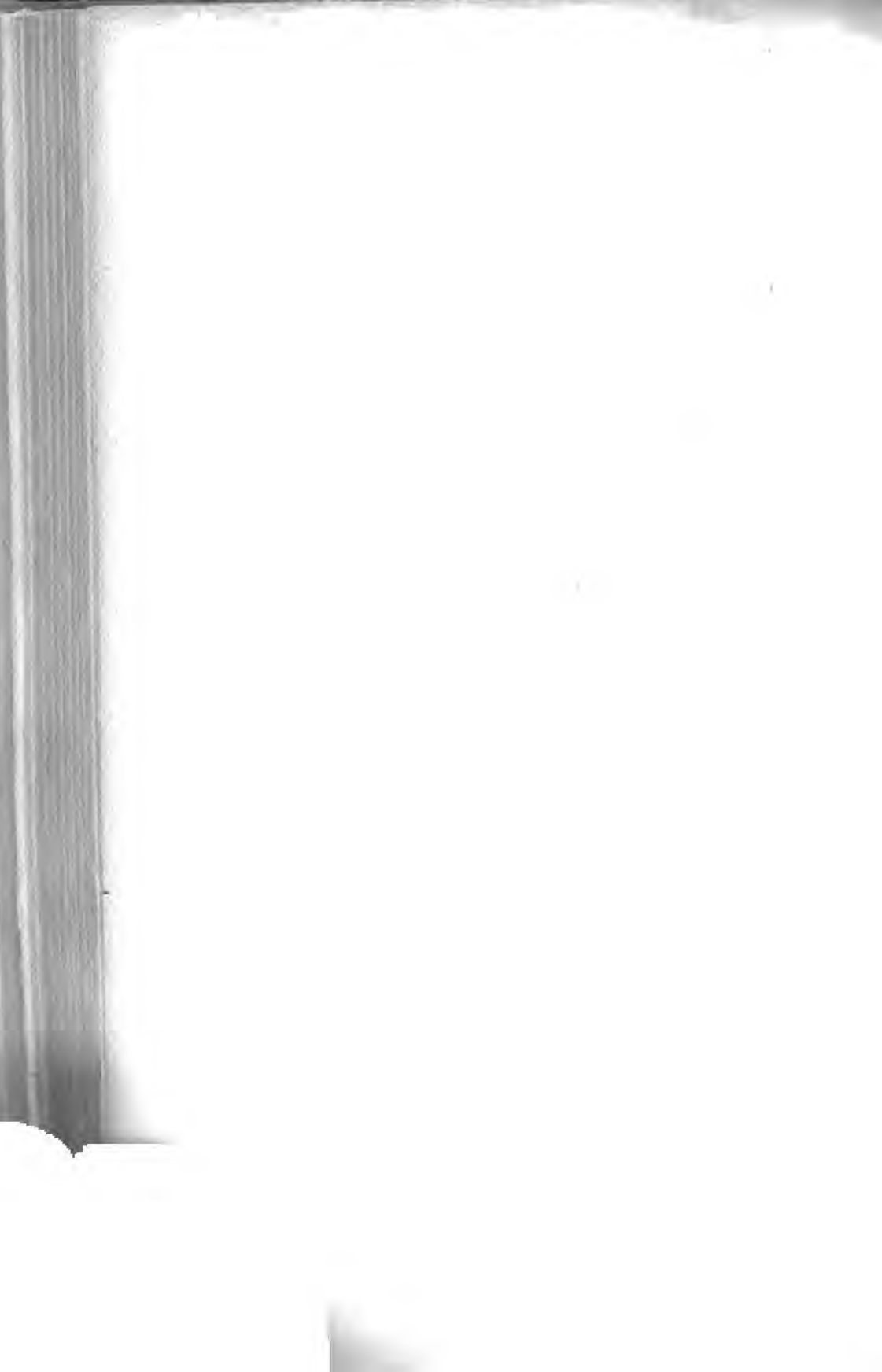
SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

azione della Nota pubblicata a pagina CLIX.

pagato la quota del 1901 il Socio:

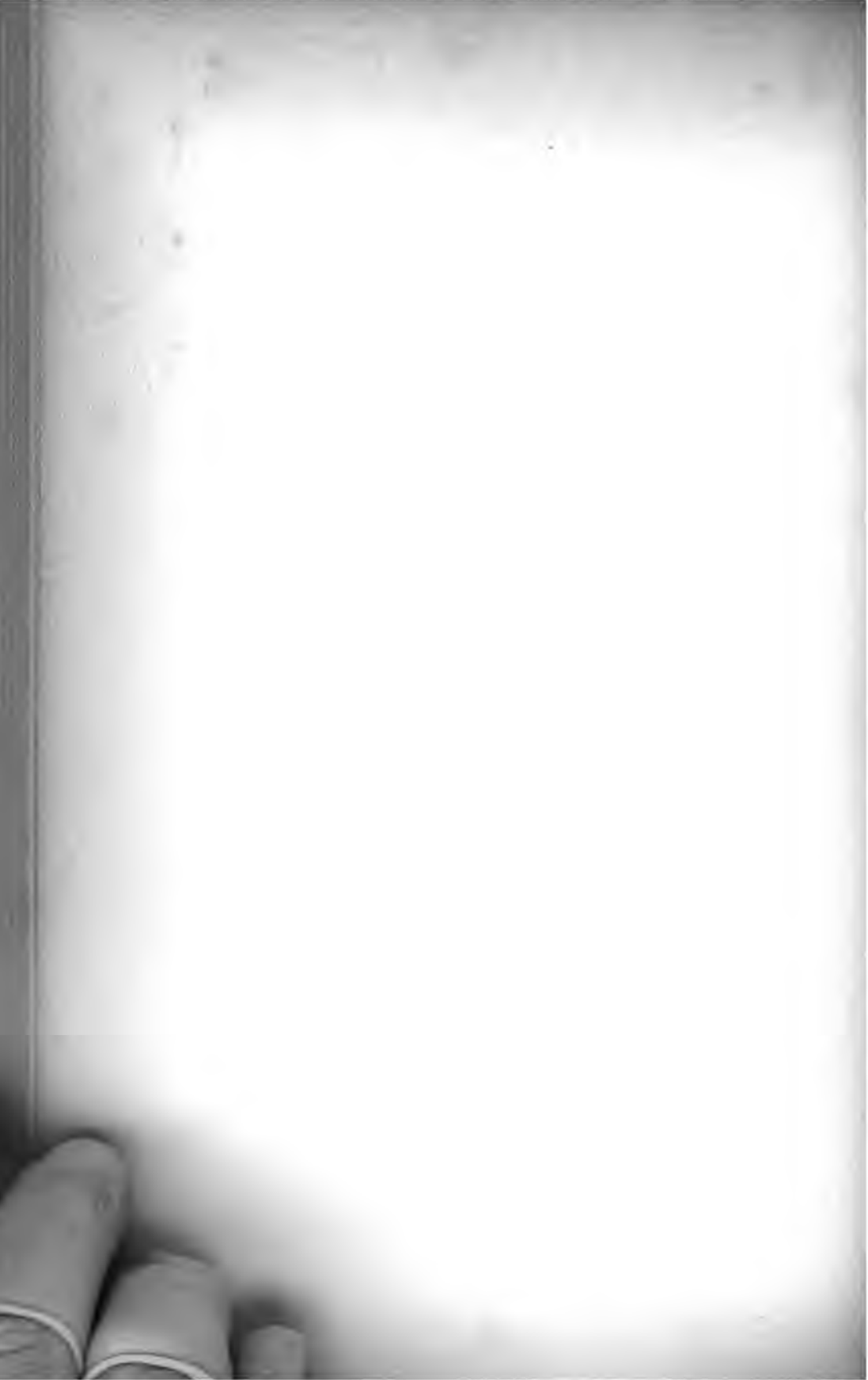
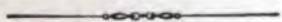
Ernesto

no pagato la quota del 1902 i Soci:

Alessandro
iovanni
Giacinto
ti Antonio
Pierucci Francesco
Ròiti Antonio
Rovelli Costantino

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

uazione della Nota pubblicata a pagina CLXI.

nno pagato la quota del 1902 i Soci :

ni Sebastiano
Giovanni
ri Cesare
Sironi Adolfo
Semmola Eugenio
Torre Giov. Battista

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

azione della Nota pubblicata a pagina CLXIII.

nno pagato la quota del 1902 i Soci:

ni Ciro
useppe
lfi Eusebio
so Antonio
Mazzotto Domenico
Puccianti Luigi
Volta Alessandro

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Continuazione della Nota pubblicata a pagina CLXV.

Hanno pagato la quota del 1901 i Soci:

Brucchietti Giuseppe
Casati Giuseppe
Del Lungo Carlo
Moretto Pietro
Omodei Domenico

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Casati Giuseppe
Garibaldi Pietro Maria
Gerosa Giuseppe
Marianini Abdènago
Omodei Domenico
Palagi Ferdinando
Razeto Michele
Umani Antonio

IL
NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DALLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

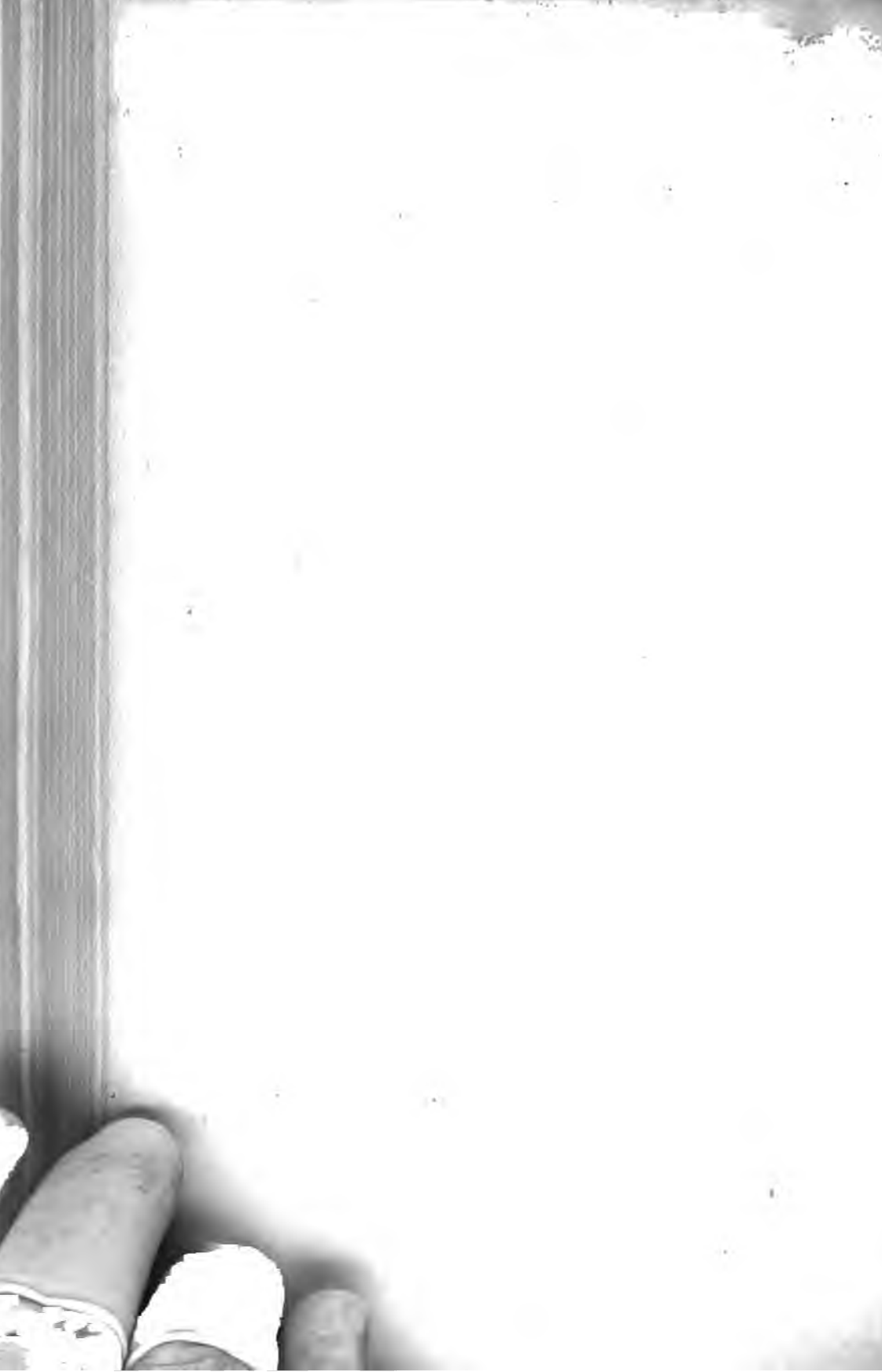
PER CURA DEI DIRETTORI

A. BATTELLI A. RÒITI V. VOLTERRA

E DEI SUOI DELEGATI

A. RIGHI e P. CARDANI

PISA
DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI
1902

IL
NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DALLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

PER CURA DEI DIRETTORI

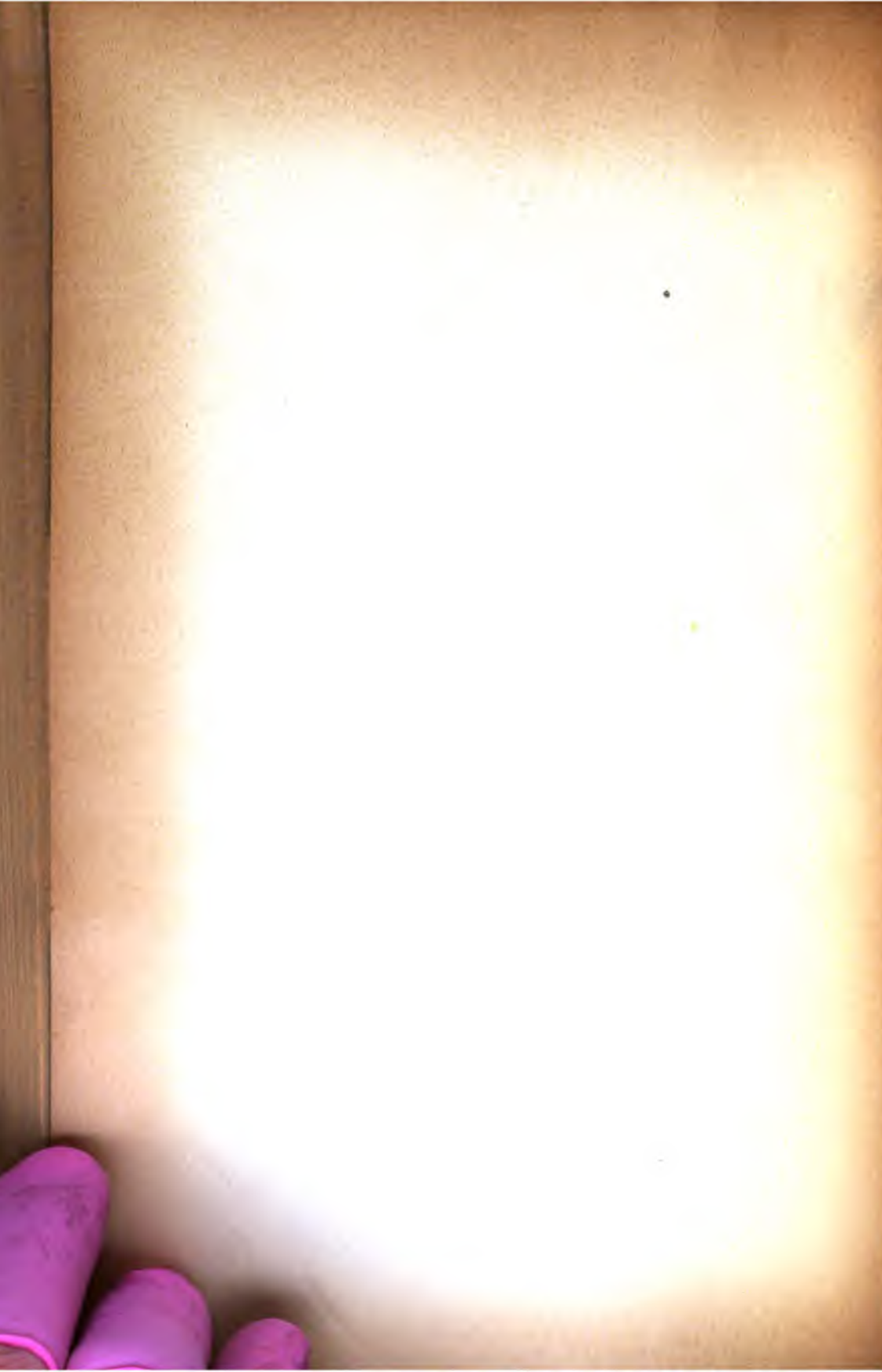
BATTELLI A. RÒITI V. VOLTERRA

E DEI SUOI DELEGATI

A. RIGHI e P. CARDANI

PISA
DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI
1902

L NUOVO CIMENTO

ANNO XLVIII

IL
OVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DALLA

CIETÀ ITALIANA DI FISICA

PER CURA DEI DIRETTORI

R. FELICI

ATTELLI V. VOLTERRA

E DEI SUOI DELEGATI

A. RIGHI e P. CARDANI

PISA
DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI
1902

INDICE

LIBRI NUOVI

RIVISTA.

Comptes Rendus. — 1901-1902.

urnal de Physique. — 1902.

Zeitschrift für Pkysik. Chem. — 1901-902. Pagina

Pagina

Annalen. — 1901.

losophical Magazine. — 1901-902.

Pagina

SOPRA ALCUNE RECENTI DETERMINAZIONI DELLA GRAVITÀ NELL' OCEANO ATLANTICO,

di P. PIZZETTI.

blema della figura della Terra non può essere com-
e risoluto dalle ordinarie operazioni astronomico-
e. Poichè queste sono atte bensì a fornirci la forma
ata di tante porzioni staccate della superficie di li-
estre, ossia del *Geoide*, ma la impossibilità di allac-
raverso gli oceani, le triangolazioni dei varii conti-
i che resta indeterminata la posizione *relativa* di
zi di superficie, cosicchè non è possibile una costru-
etica del Geoide. Una completa conoscenza di questa
non potrà aversi, se non quando al contributo delle
i astronomico-geodetiche venga ad aggiungersi quello
n numero di misure della intensità della gravità,
e distribuite su *tutta* la superficie del globo. Allora
la data da Stokes, in base alla teoria meccanica della
la Terra, ci darà modo di calcolare gli scostamenti
l Geoide rispetto ad un ellissoide fondamentale.
ni classici lavori di Bessel, di Biot, di Sabine (e d'al-
illustri, benchè non meno benemeriti) per la misura
ità *assoluta*, la diffusione e la maggior finezza che
erminazioni hanno preso negli ultimi trent'anni
uspici della Associazione Geodetica Internazionale,

l'invenzione sovratutto di comodi e semplici apparecchi p
dolari (Sterneck, Defforges) atti ad una spedita misurazi
della gravità relativa, hanno a quest'ora accumulato un g
numero di dati preziosi per la geodesia. Il Prof. Helm
direttore dell'Istituto Geodetico prussiano e dell'Ufficio c
trale della A. G. I., nel suo amplissimo ed esauriente rapp
sulle misure pendolari presentato alla conferenza di Pa
(1900) della ora detta Associazione, enumerava e discut
circa 1400 risultati di misure di gravità. Tutte, può dirsi
nazioni civili di qua e di là dell'Oceano hanno contribuit
questa raccolta; le più disparate regioni sono state esplo
dalle terre Polari artiche (spedizione Nansen, 1893-96, la
85°, 55' Nord) alle isole Shetland del Sud (Foster, 1829, la
62°, 56').

Ma il pendolo non è adatto a fornire i valori della g
vità sopra i tre quarti del globo, vogliam dire sulla superf
dei mari, e da lungo tempo stava fra i più vivi *desider*
della geodesia l'invenzione di un istrumento che desse m
di misurare la gravità in alto mare [1]). Si presentò natu
l'idea di paragonare la forza di gravità colla forza elas
dell'atmosfera. Nel 1882 il Prof. Issel [2]) dell'Università
Genova proponeva un ingegnoso apparecchio destinato a d
la misura dell'altezza di una colonna di mercurio atta a
lanciare la tensione costante (supposta costante la temperatu
di una massa d'aria contenuta in un tubo chiuso ad un es
mo e comunicante all'altro estremo col mercurio. Un opp
tuno sistema di compensazione era destinato ad eliminare,
almeno scemare in gran parte, gli effetti della variazione d
temperatura. Nello stesso anno 1882 il Mascart [3]) costru
un apparecchio fondato sullo stesso principio (all'aria era
stituito l'acido carbonico) e ne faceva uso per determinazi
di gravità relativa in alcuni punti della Norvegia. Non c

1) Le misure di gravità nelle isole Oceaniche non sembrano adatte a fornire
giusta misura del modo di comportarsi della gravità nel mare, giacchè i valori ins
di g sono, quasi di certo, sistematicamente perturbati dall'attrazione del solido roc
che sostiene l'isola.

2) Bollettino della Soc. Imp. dei Naturalisti di Mosca, 1882.

3) Comptes Rendus, T. 95, 2e. sem., 1882, pag. 126 e 631.

avia se ulteriori esperienze abbiano comprovata la
onvenienza dell' apparecchio di Mascart e la sufficiente
e dei dati di esso.

oluzione del problema di misurare la gravità laddove
o non può usarsi, sembra ora ottenuta nel modo più
col paragonare la tensione elastica dell' aria dedotta
peratura di ebollizione dell' acqua *(ipsometro* o *ter-
netro)* con quella data dall' ordinario barometro a
. La prima misura è indipendente dal valore g della
mentre l' altezza barometrica è, *caeteris paribus*,
ente proporzionale alla stessa g, la quale, o per dir
e sue piccole variazioni, possono essere determinate
gone fra i dati dei due istrumenti.

nel 1899 H. Mohn [1]) dimostrava come l' ipsometro sia
rnire (con un' approssimazione sufficiente per la me-
ia) la correzione da farsi ai dati del barometro a mer-
r ridurli alla gravità media. Il Dott. Hecker [2]) nel-
Geodetico di Potsdam, per incarico del Prof. Helmert
, nel 1900, a rigoroso esame tre termometri a ebol-
n cristallo borosilicato 59^{III} della ditta R. Fuess in
Questi termometri sono divisi in *centesimi* di grado
do, la lunghezza di ogni divisione è di 0^{mm},46 e la
ione si estende da 97°,0 a 101°,5; la calibrazione di
stata preventivamente fatta a meno di 0°,005.

lampada a spirito pone in ebollizione una massa d'ac-
illata di circa 160 cm^3; il recipiente è coperto di un
nvolucro in cui circola il vapor d' acqua, e nell' asse
e sta il bulbo del termometro, separato dalla super-
quea per mezzo di una rete metallica. L' indicazioni
nometro vengono lette con un cannocchiale orizzontale,
bile di un moto di traslazione verticale, in guisa da
re l' errore di parallasse. La lettura termometrica si
eterminato numero di minuti (8 o 10) dopo incomin-
ebollizione ; quella del barometro (sistema Wild-Fuess,

s Hypsometer als Luftdruckmesser und seine Anwendung zur Bestimmung der
rrection. Christiania 1899.

tersuchung der Konstanz von Siedethermometern aus dem Glase 59^{III}, (Zeit-
Instrumentenkunde, Mai 1901, Berlin).

lettura a meno di $0^{mm},02$) prima e dopo la termometrica. L'operazione si ripete, tenendo, fra ogni serie di letture e la successiva, allontanata la fiamma per $^1/_2$ minuto.

Dedotta, per mezzo della tabella di Wiebe, la tensione elastica B del vapore corrispondente alla temperatura osservata, la differenza fra questa tensione e la pressione b data dal barometro è la così detta correzione barometrica per la gravità, ed è legata alla gravità dalla formola

$$B - b = b\left(\frac{g}{G} - 1\right),$$

dove G è la gravità a 45° latitudine, e al mare.

Le esperienze di laboratorio sono state principalmente dirette a ricercare: 1.° se vi abbia nelle indicazioni termometriche una variazione progressiva col tempo; 2.° quale sia il grado di precisione delle misure. Quanto al primo punto, le variazioni progressive dei tre termometri risultarono di 0°,0 0°,001, 0°,001 rispett. in 37 giorni. L'errore medio poi della determinazione di ogni giornata (medio risultato di quattro serie di letture) risultò di $\pm 0^{cm},0015$ nel valore di $B - b$, cui corrisponde un errore medio di $\pm 0^{m},00019$ nel valore di g.

Il buon risultato di questi studi di laboratorio incoraggiò l'Istituto Geodetico di Berlino a incaricare il Dott. Hecker di una serie d'osservazioni in alto mare. Dal 24 luglio al 1° ottobre 1901, a bordo di un vapore della Società di navigazione Amburghese-Sud Americana, il Dott. Hecker compiè il viaggio Amburgo, Anversa, Cherbourg, Lisbona, Bahja, Rio Janeiro e quindi il ritorno a Lisbona.

Furono impiegati sei ipsometri e quattro barometri a mercurio, due dei quali a registrazione fotografica. Questi ultimi presentano il grande vantaggio di dare indicazioni attendibili anche allorquando una notevole (non eccessiva, ben inteso) agitazione del mare rende impossibile la lettura diretta col cannocchiale.

Il rapporto del Dott. Hecker sui risultati di questa spedizione trovasi inserito nella pubblicazione del Prof. Helmert dal titolo: « *Bericht über die Thätigkeit des Centralbureau der Internat. Erdmessung in Jahre 1901* » (Berlin 1902).

aggio di andata compiutosi in ottime condizioni, fornì
i valori di g (per 51 punti differenti), della cui discus-
merica sono dati i risultati nell' ora detto rapporto.
a discussione si introdusse, oltrechè un termine di
ne dipendente dalla menzionata variazione progressiva
ometri, anche un termine proporzionale alla ampiezza
llazione media del bastimento (dedotta dalla oscilla-
i diagrammi fotografici dei barometri), ed un altro
onale alla velocità di variazione $\left(\frac{dB}{dt}\right)$ della pressione
ica col tempo. Quest' ultima correzione si mostra come
a a priori, essendo probabile che l' ipsometro e il ba-
non seguano con eguale prontezza le variazioni della
e (l' esperienza dimostra che, in realtà, il primo stru-
più *inerte* che il secondo).
olata, per ciascuno dei luoghi di osservazione, la dif-
fra la tensione data dallo ipsometro e la pressione
rica *ridotta alla gravità media*, in base alla espres-
orica della gravità:

$$\gamma = 980^{cm},632\ (1 - 0,002644 \cos 2\phi)\ ,$$

di una tale differenza dipende sia dalla *anomalia*
della gravità, sia dai tre termini di correzione ora
Per eseguire i calcoli si ammise: 1.° che la anomalia
ei bassi mari del Nord sia, in media, eguale a quella
mari del Brasile; 2.° che vi sia una differenza siste-
Δg fra la anomalia propria dei bassi mari e quella del-
are; 3.° che la rimanente porzione dell' anomalia di
sia da considerarsi come *accidentale*. In base a tale
a possibile calcolare, col metodo dei minimi quadrati,
enza sistematica Δg, nonchè i coefficienti dei tre ter-
correzione. Questi coefficienti non possono finora ri-
determinati con sufficiente precisione. Quanto alla Δg
ltò

$$\Delta g \text{ (alto mare — basso mare)} = -0^{cm},032$$

errore medio di $\pm 0^{cm},025$.

Il Prof. Helmert [1]) deduce dai calcoli del Dott. Hecke seguenti principali conclusioni:

Ammesso che in *alto mare* il valore della gravità sia *media,* normale, ossia corrispondente alla formola teorica si trova nei bassi mari Europei (latit. media 47° Nord) anomalia di gravità $= + 0^{cm},006 \pm 0^{cm},022$, e nei bassi Brasiliani (latit. media 12° Sud) l'anomalia $+ 0^{cm},043 \pm 0^{cm},$ Questi risultati combinano (nei limiti degli errori di osse zione) con quelli dati dalle misure pendolari di Kater nell'i di Wight ($g - \gamma = + 0^{cm},023$) e con quelli di Sabine e di senmayr per Bahia ($+ 0^{cm},055$ e $0^{cm},051$). Resta dunque stificata, o almeno non contraddetta, l'ipotesi fatta che, alto mare, i valori della gravità non siano sistematicam diversi da quelli dati dalla formola teorica (1).

Epperò restano vieppiù confortate le ipotesi di Pratt Faye intorno al modo di distribuzione delle densità nella teccia terrestre, e la conclusione (già per altri modi indi come probabile) che siano comprese entro limiti abbasta piccoli ($\pm 100^{m}$ secondo Helmert) le deviazioni lineari Geoide rispetto ad un ellissoide di rotazione opportunam scelto.

Pisa 21 Giugno 1902.

---

1) Dr Hecker's. Bestimmung der Schwerkraft auf dem Atlantischen Ocean (S der K. Pr Akademie der Wiss. zu Berlin, 1902, VIII).

SUL SISTEMA DI UNITÀ DI MISURE ELETTROMAGNETICHE,

proposto dall' Ing. G. GIORGI.

ndo all' ordine del giorno delle prossime riunioni
cietà di Fisica una conferenza del Prof. Ascoli sul
di unità elettriche proposte dall' Ing. Giorgi, ripor-
i — affinchè i lettori possano essere in perfetto cor-
ll' argomento — la Memoria originale dell' Ing. Giorgi,
a negli Atti della *Associazione Elettrotecnica Ita-*
le osservazioni fatte al sistema dal Prof. Donati, come
a al Prof. G. Grassi.

moria originale dell' Ing. Giovanni Giorgi.

a questione della « razionalizzazione delle unità elet-
etiche » fu sollevata per la prima volta in Inghilterra; e
terra e in America ha suscitato vivo interesse; e i nomi
ni nella scienza e nella tecnica l' hanno illustrata col
o dei loro lavori.
gli elettricisti del Continente sembra invece che fi-
sti studi non siano arrivati a destare eco sensibile.
Italia la questione è rimasta generalmente inosser-
do quindi non potermi dispensare da qualche cenno
illustrativo, prima di esporre le idee che formano
del presente lavoro.

iver Heaviside formulò per primo la « teoria della
zazione ». Le sue deduzioni si possono riassumere
ue :
olte formule di elettricità e magnetismo compare un
ve non si tratta di questioni relative, nè a circoli,
adri, nè a sfere.

Per esempio:

a) Capacità di un condensatore piano, con un dielettr
di area Σ, di spessore s e di costante dielettrica $\varkappa$:

$$K = \frac{\varkappa}{4\pi} \frac{\Sigma}{s} ;$$

b) Intensità del campo elettrostatico presso la superf
di un conduttore carico con la densità superficiale σ:

$$E = 4 \pi \sigma$$

anche se la superficie è interamente piana;

c) Relazione caratteristica in un punto di un me
magnetico:

$$B = H + 4 \pi J ;$$

d) Forza magnetomotrice di una corrente elettrica, d
tensità I:

$$M = 4 \pi I ,$$

e questa formula, notiamo bene, si applica anche a casi
non hanno riferimento a linee circolari o rientranti (per ese
pio, alla propagazione delle onde elettromagnetiche piane)

e) Equazione di Poisson:

$$\Delta^2 V = 4 \pi \rho ;$$

f) Lavoro di magnetizzazione per unità di volume
un mezzo:

$$d w = \frac{1}{4\pi} H \, dB ;$$

g) Lavoro di elettrizzazione per unità di volume di
mezzo:

$$d w = \frac{\varkappa}{4\pi} E \, dE$$

e così in molti altri esempi ben noti.

3. Chi studia per la prima volta tutte queste formu
deve credere che il 4π è un fattore misteriosamente radic
nell' intima natura dei fenomeni elettromagnetici; per m

n giorno non esistessero più nè circoli, nè cilindri, si definirebbe 4π, misurando il lavoro di magnetizli un prisma d'acciaio, o la capacità di un condensaarmature piane.

on vogliamo accettare questa strana conclusione, dobmettere che la definizione di qualche unità fondaè stata viziata da irrazionalità, includendo un 4π luogo.

osì detta razionalizzazione delle unità consiste appunto inare questo fattore estraneo.

eaviside ha indicato l'origine del fattore irrazionale, alle definizioni fondamentali di elettrostatica e di mo.

nità fondamentali di massa elettrica e magnetica sono rambe dedotte dalla formula di Coulomb, scritta in uisa:

$$F = \frac{m\,m'}{r^2}.$$

nell'eguagliare convenzionalmente a uno il coeffiproporzionalità che figurerebbe in questa formula, è mmessa una doppia omissione.

rimo luogo l'omissione di un fattore *fisico*, e cioè riente la costante elettrica o quella magnetica dell'ero. Ma siccome due convenzioni simultanee sulle due non erano compatibili, l'omissione venne presto in la discrepanza fra i così detti *sistema elettrostatico a elettromagnetico* di misure.

econdo luogo, l'omissione di un fattore *matematico;* è precisamente il 4π che ora ci preoccupa.

er non aver a che fare col fattore fisico, scriviamo la di Coulomb in modo da esprimere l'*induzione* B a r da una massa elettrica o magnetica m:

$$B = \frac{m}{r^2},$$

e indipendente dalla costante del mezzo.

Ora, perchè l' induzione è inversamente proporzionale
quadrato della distanza?

Perchè dalla massa emana un flusso d' induzione, il c
valore totale Φ si conserva invariato a qualunque distanza ;
in un mezzo isotropo irradia ugualmente in tutte le direzion
Così, a distanza r, il flusso Φ si trova ripartito uniformemen
sopra una superficie sferica di area $\Sigma = 4 \pi r^2$; l' induzio
specifica su quella superficie è quindi :

$$B = \frac{\Phi}{\Sigma} = \frac{\Phi}{4 \pi r^2} .$$

In altre parole, l' induzione si distribuisce nello spaz
secondo la stessa legge che vale per la velocità di un flui
incompressibile. La massa non è che una sorgente d' induzion
e corrisponde quindi a una sorgente di fluido, collocata in u
punto dello spazio.

Ora, eguagliare a uno il coefficiente della formula di Co
lomb, significa assumere come misura di una massa l' ind
zione esercitata a distanza uno. Ma la misura più natura
della potenza di una sorgente non è la velocità impressa
fluido a distanza uno, ma bensì la portata totale della sorgen
stessa. Così la misura razionale di una massa elettrica o m
gnetica è semplicemente il flusso totale d' induzione che
essa emana; e come unità razionale di massa si deve ass
mere quella che mantiene l' induzione uno, non più alla *d*
stanza uno, ma sopra una superficie di *area uno.*

Con questa correzione, la formula di Coulomb razionali
zata diviene :

$$B = \frac{m}{\Sigma} = \frac{m}{4 \pi r^2} ,$$

in contrapposto con quella irrazionale:

$$B = \frac{m}{r^2} = 4 \pi \frac{m}{\Sigma} .$$

Dalla formula irrazionale deriva il sistema ordinario
misure, le quali, per distinguerle da quelle razionali, si p
trebbero chiamare *misure sferiche.*

te le misure sferiche contengono un 4 π superfluo, che
re sotto forma di fattore nelle formule. E questo fat-
elimina correggendo, come abbiamo visto, le unità di
lettrica e magnetica, e quindi tutte le unità derivate.

Le prime ricerche di Heaviside sulle unità razionali ri-
al 1882-83; fra i più antichi partigiani delle stesse sue
do potere enumerare *Fitzgerald* e *Fleming* in Inghil-
Fessenden in America.

viside completò questi studi nel 1891, ed avendo defi-
ente adottato un sistema completo di formule raziona-
nella sua opera magistrale *Electromagnetic Theory*,
con l'esempio pratico l'importanza della riforma.
netria e semplicità delle formule non solamente gli
ro di mettere in evidenza nuove relazioni, ma lo con-
a rettificare un errore commesso da Maxwell nel for-
la seconda delle sue classiche equazioni generali del
lettromagnetico.

ra la teoria delle misure razionali attrasse presto at-
.

1892, *Lodge* investigò ancora la questione, confer-
risultati di Heaviside; e *Larmor* ebbe occasione d'il-
nei suoi studi interessanti sulla teoria dinamica del-
Per altra via furono confermati ancora da *Williams*
alla sua teoria sulle dimensioni.

on mancarono altri studi illustrativi sull'argomento.
asi scientifiche su cui si fonda il principio della razio-
ione sono così indiscutibili, che esso non aveva biso-
ulteriore conferma. E nessuno, che io sappia, pensò a
rlo, o trovò difficoltà ad ammetterlo in teoria.

e la riforma delle misure elettromagnetiche non pre-
ostacoli in astratto, uno scoglio davvero non lieve si
va di fronte al sistema di unità pratiche, ormai san-
e convenzioni e dall'uso. E su questo punto i pareri
no di molto.

Heaviside veramente non esitava nemmeno riguardo
riforma pratica. La riforma, egli sosteneva, sarà pres
tardi inevitabile; il meglio è che si metta in effetto imm
tamente: il fattore 4π è conosciuto con qualsivoglia nu
di cifre decimali; quindi si formi un nuovo volt, un n
ohm, un nuovo ampère, ecc., e le antiche unità scomparir
presto dall' uso.

Questa proposta radicale trovò oppositori e seguaci
ultimi insistevano affinchè l' Associazione Britannica, autr
storicamente responsabile del sistema di unità in uso, p
desse anche l' iniziativa della riforma.

Sembra che queste idee finissero per ottenere molt
vore, perchè l' Associazione Britannica dopo qualche t
prese in considerazione la proposta.

La discussione all' Associazione si fondò sopra una
zione di Lodge, e in essa emersero le opinioni di *S. P. T*
pson, J. Perry, Tremlett Carter, decisamente fautori
riforma immediata, mentre *Ayrton, Bedell, Everett, L*
ed altri erano favorevoli in principio, ma proponevano
rire a miglior tempo ogni decisione. E questo parere prev

8. Successivamente, scrissero sull' argomento *F. G. B*
che in alcuno dei suoi suggerimenti mostrò di trovarsi p
primo sulla vera via pratica; e *J. J. Thomson* e *Haw*
quest' ultimo nuovamente in appoggio alla proposta di
viside.

Gli ultimi e più importanti lavori sono quelli di Fe
den [1]) e di Fleming [2]); il primo proponendo di ottenere i
sultato con una riforma parziale di unità, il secondo co
mando la stessa proposta, e corredando il suo studio
interessanti sviluppi. Avrò occasione più oltre di ritor
sulle conclusioni di questi autori.

9. Fin qui, la storia del lavoro compiuto. Essa dim
il generale consentimento in favore del principio teorico

1) " The El. Wold. „ 9 Dicembre 1899.
2) " The Electrician „ 29 Dicembre 1899 e segg.

azione, e nel tempo stesso la difficoltà incontrata
arne in pratica le conseguenze.
ò ora come, a mio avviso, si può considerare la
da un punto di vista più generale e ricavarne una
he mi sembra sarebbe da ritenere come definitiva.

ando Gauss gettò le basi del primo sistema assoluto
difficilmente avrebbe potuto immaginare a quale
edificio esse avrebbero un giorno servito di fonda-

bbiamo, è vero, un sistema assoluto C. G. S., ma
nde in due altri, uno « elettrostatico » e uno « elet-
co », entrambi promiscuamente ammessi nello studio
della teoria.
tica poi, le unità di questo doppio sistema, anche
caniche, sono risultate tutte di grandezza così anor-
ad eccezione proprio delle tre fondamentali e di
ità magnetica, nessuna si è introdotta in uso, non
tecnica, ma nemmeno nelle misure scientifiche e di
.
sure meccaniche si trattano come se il sistema as-
esistesse. Per alcune misure elettriche è stato co-
ruppo di « unità pratiche », le quali sono esclusi-
erivate da quelle di definizione elettromagnetica, e
ente non si poterono ridurre a sistema assoluto, ma
estendere a tutte le diverse misure elettriche, per
are unità di lunghezza e di massa di valore im-

ltato è, che mentre da una parte le formule si scri-
re con sottinteso riferimento a un sistema assoluto,
te elettrostatico, alcune volte elettromagnetico, dal-
misurano, per es., le forze elettromotrici in volt, le
in metri, o centimetri, o millimetri, le forze in chi-
le masse in chilogrammi esse pure, le velocità in
secondo, le intensità magnetiche in unità C. G. S.,
in watt, e così via; e quando nelle formule si
ostituire i valori numerici, bisogna pure chiamare

in soccorso quei coefficienti 10^8, 10^9, g^{-1}, 3×10^8, ecc.
sario, ma non grato compimento di tutta l'incongrua
zione.

11. Intanto si può osservare almeno questo: Poic
saccordo fra le formule della teoria e le misure della
è ormai così completo, non ci deve essere più timor
crescerlo, e nessuna esitazione deve trattenerci dal
lizzare almeno in modo rigoroso le prime; perchè, se
seguenza della riforma sarà anche di dovere alterare
lamentati coefficienti in proporzione di 4π, o di qual
fattore, non ne verrà danno di sorta.

Fermiamoci dunque anzitutto sul problema della
lizzazione in teoria, e discutiamolo a fondo. Secondo
sto problema è connesso così naturalmente con quello
ficazione fra misure elettrostatiche ed elettromagneti
non vedo come si possa fare a meno di considerarli
solo. La questione si presenta allora sotto un aspett
ma in un campo più esteso, e si moltiplicano anch
d'uscita.

Anche senza riferimento a nessuna scelta partic
unità di misura, possiamo determinare i fondamenti e
ma di un sistema scientifico, il quale sia non solamen
dal 4π, ma contemporaneamente elettrostatico ed el
gnetico.

In confronto solamente a questo schema, potrer
porre ad una analisi rigorosa la questione della rif
delle unità pratiche, sia delle unità scientifiche di mi

12. I sistemi attuali di misure scientifiche son
dalle due formule di Coulomb, trascurando il fattore
tico e l'uno o l'altro dei due fattori fisici.

Per formare il vero sistema razionale, dobbiam
tener conto del 4π e delle due costanti fisiche dell'e

Attribuire a una di esse il valore uno, ha pot
brare una semplificazione. Invece, non solamente
costruito su questa base è necessariamente dissimetri
voluta semplificazione non serve ad altro che a fav

quello di confondere quantità fisiche, per esempio,
e l' induzione magnetica, la cui natura è altrettanto
quanto lo possono essere la f. e. m. e la corrente
in un circuito conduttore di resistenza uno.
dunque ogni fondata ragione affinchè la costante elet-
costante magnetica dell' etere siano entrambe misu-
numeri diversi da uno.
inunciando ad attribuire valori particolari a queste
le formule di Coulomb lasciano pienamente indeter-
scelta di qualsiasi particolare unità. Ed è in ben
zioni, e più importanti, e più fondamentali, che noi
cercare la base necessaria di un sistema razionale
magnetismo.

Ogni fenomeno elettrico o magnetico, anzitutto, deve
nsiderato alla stregua di quei principii generali di
che regolano la manifestazione di qualunque feno-
ico.
linguaggio della dinamica generalizzata di Lagrange,
a *spostamento* la variazione di una qualunque delle
indipendenti che determinano lo stato di un sistema
on vi è fenomeno senza trasformazione di lavoro.
gni spostamento è accompagnato da un lavoro, e si
forza associata allo spostamento, il coefficiente che
a lo spostamento stesso nell' espressione dell' elemento
o.
uesto ordine di idee si chiama *velocità* la variazione
ostamento per unità di tempo. Il prodotto della velo-
la forza corrispondente dà il lavoro compiuto per
tempo, cioè la cosiddetta *attività* della forza.
ste idee si applicano direttamente ai circuiti elettrici
etici, che vogliamo ora considerare come elementi
ntali.

In un sistema elettrico, per esempio un *circuito elet-*
variabile indipendente è la quantità d' elettricità q
ta attraverso il circuito; onde sarà $d\,q$ lo spostamento

elementare, e $\frac{dq}{dt} = i$ la velocità dello spostamento, che si
ma *corrente elettrica*. Alla forza associata si dà il nom
forza elettromotrice $= e$.

L' equazione dell' energia in elettricità deve dunqu
sumere la forma:

$$d w = e\, d q\,,$$

oppure, indicando con W l' attività:

$$W = e \frac{dq}{dt} = e\, i\,,$$

la quale lega insieme le unità razionali di corrente ele
e di forza elettromotrice con quella di potenza meccanic

15. In un sistema magnetico, per esempio un *cir*
magnetico, la variabile indipendente è il flusso magneti
quindi è $d\,\Phi$ lo spostamento elementare, e $\frac{d\Phi}{dt} = g$ la ve
dello spostamento, a cui per analogia è stato dato il no
corrente magnetica. La forza associata si chiama *forza*
gnetomotrice $= f$.

L' equazione dell' energia, in magnetismo, deve scr
razionalmente:

$$d w = f\, d\,\Phi\,,$$

ovvero:

$$W = f \frac{d\Phi}{dt} = f\, g\,,$$

la quale a sua volta lega insieme le unità razionali di
rente magnetica e di forza magnetomotrice con quella
tenza meccanica.

16. Delle due formule ora ottenute, quella del l
elettrico è la stessa come nel sistema ordinario, e quel
lavoro magnetico differisce per un fattore $4\,\pi$.

Sta dunque in questo la irrazionalità del sistema o
rio, ma la irrazionalità medesima è limitata ad un lato
mente del sistema.

ra che l'ultima osservazione sia finora sfuggita a
e si sono occupati della riforma delle unità, e che
to il confronto dei due sistemi, prendendo per base
e di Coulomb; ma ne approfitteremo ora per trarre
ultato: che per razionalizzare i sistemi di misura
non è necessario riformare che una parte solamente
à che vi appartengono. Ciò rende anche ragione
emi di riforma parziale proposti da Fessenden e da

iegazione del fatto è semplicemente che le formule
iamo riferiti sono quelle di definizione elettroma-
ioè dedotte dalla formula di Coulomb relativa al
no, e la irrazionalità è quindi limitata alle sole mi-
etiche. Ma se prendessimo in esame le formule del
ettrostatico, troveremmo invece l'irrazionalità nelle
e elettriche.

isure sferiche per elettricità e per magnetismo sono
bili fra loro; ed è questa la prova ultima del loro
assurdo; perchè non si può rinnegare così il prin-
razionalizzazione, senza rinnegare tutti i sistemi

impossibile avere le misure sferiche tanto in elettri-
o in magnetismo, è invece possibile averle entrambe
E allora appare in evidenza la simmetria assoluta
ule elettriche e magnetiche, simmetria mancante
i ordinari.

prendiamo ora il circuito elettrico e quello magne-
poniamo che siano « allacciati » fra loro, in modo
rgia perduta dall'uno sia acquistata dall'altro. Al-
e attività W sono eguali e di segno contrario, e le
ioni dell'energia si possono scrivere simultanea-

$$\pm e\, i = \mathrm{W} = \mp f g.$$

lue circuiti sono ora riuniti in un solo *circuito
gnetico*, di modo che dobbiamo aggiungere le due

equazioni caratteristiche dell' elettromagnetismo, dette
cuitali:

$$e = \mp g \qquad f = \pm i\,.$$

Abbiamo così un sistema di quattro equazioni, di cu
è conseguenza delle altre tre, e possiamo quindi anche
di tre equazioni, considerando le prime due come una
Queste tre sono veramente fondamentali, perchè necess
sufficienti per fondare tutta la teoria matematica dell' el
magnetismo. Esse formano la base centrale e necessaria
teoria, mentre le formule di Coulomb ne rappresentan
vece le due ali estreme. Ripeto, base necessaria, perc
prima equazione non è altro che l' espressione elettrom
tica del principio dell' energia, e le altre due, nella sc
più moderna, si considerano semplicemente come definiz

Osservo, di passaggio, che basterebbe applicare alle
mule ora scritte dei differenziatori di spazio simili a que
Hamilton-Tait, per trasformarle in equazioni differenzial
campo, del tipo più generale, che include anche le equ
di propagazione delle perturbazioni elettromagnetiche, e
della luce. Ma pel nostro scopo attuale è meglio ritenerle
forma concreta.

18. Le tre equazioni che abbiamo formato conte
esplicitamente le quattro unità concrete fondamentali dell
tromagnetismo, f. e. m., f. m. m., corrente elettrica e
rente magnetica. Ma queste unità sono ivi eguagliate a
due. Le unità fondamentali vengono quindi ridotte a du
— una comune per la f. m. m., e la corrente elettri
un' altra comune per la f. e. m. e la corrente magnet
il loro prodotto dev' essere eguale all' unità meccani
potenza.

Rimane così infine un elemento arbitrario e uno
Questo elemento arbitrario è appunto quello che negli a
sistemi veniva determinato assegnando uno speciale val
una delle costanti dell' etere libero. Ma ragioni di car
generale ci hanno indotto a rinunciare alle restrizioni d
sta natura. Possiamo di ciò approfittare per fare una

ia della prima coppia di unità, e farle coincidere con
ratiche già esistenti.
e come unità di potenza meccanica riteniamo il *watt*,
o insieme ritenere come unità elettromagnetiche fon-
ali il *volt* e l' *ampère*.
recisamente avremo:

a elettromotrice = **volt** = *Corrente magnetica;*
ente elettrica = **ampère** = *Forza magnetomotrice;*

plicità di uso di queste unità è il fondamento del ca-
simmetrico del sistema razionale di misure.
endo il prodotto delle quantità scritte nelle righe pre-
, ricaviamo:

Attività elettrica = **watt** = *Attività magnetica*

ppio modo otteniamo l' unità di potenza meccanica.

Un sistema completo di misure si deduce dalle quattro
entali che abbiamo riferito alle due unità *volt* e *am-*

esto sistema è razionalizzato. In esso, le misure di f. e.
corrente magnetica e di corrente elettrica rimangono
come nel sistema ordinario. Solamente la definizione
. m. è variata, essendo corretta dal fattore 4 π. Ma per
a misura di f. m. m. non si richiede alcuna unità
ci basta misurare la f. m. m., con l' *ampère*, che già
come unità di corrente. E questa unità razionale si
già in uso presso i pratici sotto il nome (improprio) di
iro; ancora una volta la pratica ha preceduto la teoria.
a possiamo prevedere come sarà costituito l' intero si-
Le misure derivate dalla f. e. m., corrente magnetica
ente elettrica, rimarranno come nel sistema ordinario;
derivate dalla f. m. m. saranno prive del 4 π, ma pren-
o riferimento ad altre unità già esistenti.

. Le unità concrete di elettricità e magnetismo si dedu-
utte combinando fra loro le unità *volt* e *ampère* e l'u-
tempo, il *secondo*.

Moltiplicando un *volt* per un *secondo,* si ottiene quella unità che è stata denominata *weber* dall'Associazione Britannica; e avremo:

Flusso magnetico = **weber** = *Impulsione elettromotrice,*

e il doppio significato di questa unità è illustrato quando si esplora un campo magnetico per mezzo di una bobina d'induzione.

Moltiplicando un *ampère* per un *secondo,* si ottiene:

Quantità d'elettricità = **coulomb** = *Impulsione magnetomotrice,*

e qui l'illustrazione fisica dell'identità si ritrova misurando la carica di un condensatore per mezzo di un galvanometro balistico.

21. In un circuito elettrico conduttore, entra in considerazione il rapporto fra f. e. m. e corrente elettrica, cioè:

Resistenza elettrica = **ohm** = *volt.* : *amp.*

e il rapporto inverso è:

Conduttanza elettrica = **mho** = *amp.* : *volt.*,

e in queste unità si misurano anche le reattanze, rattenenze, suscettanze, ammettenze dei circuiti a corrente alternata.

Se fossero conosciuti dei corpi magneticamente conduttori, definiremmo analogamente la resistenza magnetica in *mho,* e la conduttanza magnetica in *ohm,* e avremmo scritto il quadro di reciprocità in forma completa. Ma queste relazioni sono per ora, solamente teoriche, e possono al più presentarsi in considerazione, a scopo di calcolo, nei circuiti magnetici a corrente alternata.

22. Quando un circuito elettrico non è conduttore, ma dielettrico, entra in considerazione il rapporto fra quantità d'elettricità e f. e. m.

questo rapporto si dà volgarmente il nome di *capacità*, entificamente dovrebbe dirsi *induttanza elettrostatica;* à di misura è:

farad = *coulomb* : *volt* = *secondo-mho.*

rapporto inverso prende il nome di *reluttanza elettro-* *a;* la unità di misura è:

farad^{-1}

ha mai ricevuto nome speciale.

induttanza e reluttanza elettrostatica sono state deno- rispettivamente *permettenza* ed *elastanza* da Heavi- ma forse questi nomi si prestano a qualche obbiezione.

. Analogamente in ogni circuito magnetico (che non è agneticamente conduttore), si considera il rapporto fra magnetico e f. m. m., al quale si dà il nome di *per-* *a.*

relazione alla misura di f. m. m., anche questa misura alterata rispetto all' uso ordinario. Ma eviteremo ogni ione, riservando il nome di permeanza alla misura fatta tema ordinario, e quello di *induttanza magnetica* alla razionale.

unità razionale di induttanza magnetica è:

henry = *weber* : *amp.* = *secondo-ohm.*

nto la denominazione di induttanza quanto l'unità *henry* già state ammesse nell' uso ordinario, a proposito dei ienti di self-induzione dei circuiti elettrici.

a il legame fra le due definizioni sta qui, che il coeffi- di self-induzione di un circuito è uguale, in misura ra- e, alla induttanza [1]) del circuito magnetico su cui sta o (con un coefficiente m^2 se l' avvolgimento è ripetuto te). E anche questa relazione elettromagnetica è messa lenza nel sistema razionale.

In questo senso si dice "induttanza di un circuito elettrico", e si allude alla za magnetica, non a quella elettrostatica.

Il rapporto inverso alla induttanza è la *reluttanza* *gnetica,* la cui unità è:

henry^{-1}

anche questa priva di nome speciale.

Il significato duale delle unità *farad, henry, fara* *henry*$^{-1}$, si ottiene interpretandole come coefficienti di induzione e come coefficienti di mobilità dei circuiti coniu ma non è ora il caso di fermarci più a lungo su queste strazioni teoriche.

24. Abbiamo esaurita l'enumerazione di tutte le u concrete, elettriche e magnetiche del nuovo sistema. Quan que il sistema sia razionalizzato, non ci è stato necessari trodurre unità nuove, nè mettere in contraddizione simb definizioni nuove con le antiche; ma con le stesse unità tiche già in uso, abbiamo ricostruito uns istema, che fin questo punto è anche assoluto.

Per completarlo si deve aggiungere alle misure conc quelle specifiche; e si fa questo, introducendo come riferim l'unità di lunghezza.

A questo riguardo, si insegna che le unità elettroma tiche pratiche sono incompatibili con le unità pratiche di ghezza e di massa, e che per formare in base alle prime sistema assoluto, si dovrebbe assumere come unità di lungh il quadrante, e come unità di massa il 10^{-11} di grammo.

Ora, se si riflette, tutte le relazioni quantitative fi conosciute fra fenomeni elettromagnetici e meccanici si cono all'equivalenza dell'energia. E quindi il solo leg necessario fra un sistema di misure elettriche e magnetic un sistema di misure meccaniche è che l'unità di energi comune ad entrambi. L'asserito vincolo che da un sist elettromagnetico dato farebbe derivare certe unità specia lunghezza e di massa è solamente indizio di una limitaz non necessaria, introdotta nel sistema. La limitazione di si tratta è appunto quella, da noi rigettata, che attribuiv valore uno alla costante magnetica dell'etere.

lora, anche per le due unità meccaniche fondamentali, ezza e massa, rimane arbitraria la scelta, sotto la con- che riproducano il *watt* come unità di potenza mec- .

. Fra le unità attualmente in uso nella pratica, il *me-* il *chilogrammo* (e non altre) soddisfano appunto a que- ndizione.

possiamo dunque mettere in relazione con le unità che e magnetiche già enumerate, per formare un **si- assoluto Metro-Chilogrammo-Secondo.** Questo siste- ne comprende simultaneamente misure elettriche, ma- he e meccaniche, è interamente composto con le unità ne usuali, ed è interamente razionalizzato, cioè non so- te libero dal 4π, ma da ogni distinzione fra misure rostatiche » ed « elettromagnetiche ». Esso è anche l'*u-* l quale soddisfaccia simultaneamente a tutte queste con- i.

er uniformarvisi non vi ha che attenersi all' uso inva- di tutte le unità pratiche, come le abbiamo qui enume- per qualsiasi misura scientifica o tecnica senza eccezione. riferimento sottinteso a queste unità, le formule mate- ne di elettricità e magnetismo si potranno e dovranno re secondo insegna la teoria razionale; dovranno in esse re sempre esplicitamente le costanti dei mezzi, e non fattore irrazionale.

sistema C. G. S., con questo, perde ogni ragione di re; ma non credo che il suo abbandono sarà lamentato uno.

. La soluzione qui proposta ha un punto di contatto con di Fessenden, in quanto che questo autore ammette egli di abbandonare il tradizionale valore uno della co- magnetica dell' etere.

a, nei due casi, questo abbandono è informato a diversi i. Il Fessenden attribuisce alla detta costante il valore er ripristinare fra le formule razionali e i diversi siste- misure teorici e pratici, lo stesso parallelo di relazioni

che si ammette ordinariamente. Il valore 4 π, nel suo sistem
figura sempre come un numero puro, la cui vera ragione
esistenza è di neutralizzare quello insito nella definizione de
unità C. G. S., modificando il minor numero possibile di qu
ste ultime.

Il sistema qui esposto è invece inspirato al principio c
la vera razionalizzazione deve comprendere l' unificazione de
misure elettrostatiche ed elettromagnetiche, e quindi entram
le costanti devono figurare come quantità fisiche, di valo
arbitrario, e con dimensioni proprie, non riducibili a que
di lunghezza, massa e tempo [1]). Noi approfittiamo di ques
principio, non solamente per eliminare il 4 π, ma per rende
indipendenti le unità fondamentali meccaniche da quelle el
tromagnetiche, e quindi formare con le unità pratiche un
stema assoluto.

27. Per dedurre nel nuovo sistema dalle unità concre
di elettromagnetismo quelle specifiche, si metteranno in ra
porto le prime col metro, metro quadrato, metro cubo.

La *forza elettrica* si misurerà dunque in **volt per met
lineare**; la *forza magnetica*, in **ampère per metro linear**
Scrivendo le formule matematiche, deve tenersi conto che
misura razionale di forza magnetica differisce dall' antica p
l' eliminazione del divisore 4 π; per evitare ogni confusion
si può usare il simbolo F per la prima, in luogo del simbo
H, ordinariamente scritto per la seconda.

Si misurerà l' *induzione elettrica* spostamento elettric
in **coulomb per metro quadrato**; l' *induzione magneti*
in **weber per metro quadrato**; le *intensità specifiche*
corrente elettrica e corrente magnetica, rispettivamente
ampère per metro quadrato e in **volt per metro qu
drato.**

Dal rapporto fra forza elettrica e intensità specifica
corrente si ricava la resistenza per unità di volume o *res
stività*, che sarà misurata in **ohm-metri,** e così di seguito.

1) Le due costanti sono peraltro legate da una relazione mutua. Nel sistema r
zionale le dimensioni fondamentali sono *quattro*, e cioè L, M, T, e in più una qualu
que elettromagnetica.

ssuna delle unità specifiche ha ricevuto mai nomi spe-
è è necessario introdurli ora. Si chiameranno sempli-
e « unità assolute M. Kg. S. ».

Infine, la misura delle costanti elettromagnetiche fon-
ıali di un mezzo si ricava nel modo seguente :
costante elettrostatica, o *induttività elettrica* di un
si definisce come il rapporto fra l' induzione elettrica e
a elettrica in quel mezzo, e si misura quindi in **farad
etro lineare.** Il simbolo $\varkappa$ si usa per indicare questa
ià.
costante magnetica o *induttività magnetica* di un
si definisce come il rapporto fra l' induzione magne-
la forza magnetica in quel mezzo, e si misura quindi
ıry per metro lineare. Propongo di riserbare il sim-
per la quantità così definita [1]).
a le induttività, elettrica e magnetica, di una sostanza
sono anche definire come l' induttanza, rispettivamente
ca e magnetica, di un cubo avente per lato l' unità di
ezza. Così l' induttanza elettrostatica (capacità) di un
nsatore e l' induttanza magnetica di un nucleo magne-
engono rispettivamente espresse da :

$$K = \varkappa \frac{\Sigma}{s}, \qquad L = \lambda \frac{\Sigma}{s}$$

in entrambi i casi, Σ è la sezione, s lo spessore del
o nucleo indotto.

9. Deve essere richiamata l' attenzione sul fatto che nel
o sistema di misure (a differenza di ogni altro conosciuto),
na delle unità ha una grandezza anormale.
È quindi istruttivo vedere finalmente da quali valori par-
ri siano misurate le due costanti $\varkappa_0$ e λ_0 dell' etere libero.

) In luogo dell' *induttività* si aveva nel sistema irrazionale la *permeabilità*. Con-
conservare questa parola, come pure il simbolo μ, nella loro antica significazione,
d esprimere il rapporto fra la induttività di una sostanza e quella dell' etere. Il
simbolo λ è scelto in armonia con L, induttanza magnetica, come $\varkappa$ con K, in-
ıza elettrostatica.

Si ricava:

$$\varkappa_0 = 0,000\,000\,000\,008\,842$$
$$\lambda_0 = 0,000\,001\,256\,637\ .$$

Questi valori così diversi dall' unità non sono un'anom
del sistema, ma esprimono un fatto fisico vero. Essi ci dic
che l' etere libero ha una suscettività estremamente pic
per le azioni elettrostatiche e magnetiche, ma di gran lu
più piccola per le prime che per le seconde.

L' uno o l' altro di questi fatti, o entrambi, erano oscu
negli antichi sistemi di misure. E si comprende ora perch
tutti questi sistemi, l' avere attribuito il valore uno a q
cuna delle costanti dell' etere abbia avuto per effetto inev
bile d' imporre ad altre unità grandezze anormali.

30. In ogni caso, i valori di $\varkappa_0$ e λ_0 così lontani dall'u
si giustificano quando si riflette alla relazione loro con
straordinaria velocità di propagazione delle perturbazioni e
tromagnetiche nell' etere libero.

E infatti, i valori ottenuti soddisfano alla relazione:

$$(\lambda_0 \varkappa_0)^{-\frac{1}{2}} = 3.10^8.$$

Dato il significato fisico preciso attribuito a λ_0 e $\varkappa_0$ ne
stema razionale, anche l' interpretazione di questa form
non è difficile.

Nel sistema razionale, quindi, dalle misure elettroma
tiche non si ricava più il valore di π, ma bensì quello d
velocità della luce.

Osservazioni del Prof. Luigi Donati.

Il sistema proposto dall' Ing. Giorgi mi sembra feliceme
ideato, e credo che la sua adozione segnerebbe veramente
progresso.

Ma l' esposizione che ne fa il Giorgi stesso (sia detto se
intendere di menomarne il merito) non mi pare la più prop

ndo me, egli piglia le cose troppo dall'alto, e v'intro-
e speculazioni che si potevano lasciare da parte, e non
ano alla chiarezza. La questione, ridotta a quelli che a
paiono i suoi veri termini e che cercherò quì sotto di
sumere, appare molto più semplice e piana.

La legge di *Coulomb* fornisce per la forza f esercitata alla
anza r, in un mezzo isotropo ed omogeneo, fra due *masse*
triche o magnetiche rappresentate dai numeri e, e' o ri-
tivamente q, q':

$$r^2 f = \frac{e e'}{\alpha}, \qquad r^2 f = \frac{q q'}{\beta}$$

e α e β sono coefficienti che variano da mezzo a mezzo e
nno a rappresentare la misura di due quantità fisiche corri-
ndenti a due proprietà intime possedute in diverso grado dai
ersi mezzi. Se si tratta di masse determinate e di un mezzo
erminato, $r^2 f$ ha per ogni data terna di unità fondamentali
M, T in ambedue i casi un valore determinato, onde risulta
erminato il valore di $\frac{e e'}{\alpha}$ e di $\frac{q q'}{\beta}$, oppure di $\frac{e^2}{\alpha}$ e $\frac{q^2}{\beta}$ se si
tta di masse uguali. Ponendo $\alpha = \varepsilon \alpha_0$, $\beta = \mu \beta_0$ dove α_0 e β_0
o i valori relativi al mezzo normale (costante elettrica e co-
nte magnetica dell'etere) ed ε, μ esprimono puri rapporti nu-
rici (capacità specifica induttiva e permeabilità rispetto al
zzo normale preso come termine di riferimento), si hanno
r il mezzo normale definiti i valori di $\frac{e^2}{\alpha_0}$ e di $\frac{q^2}{\beta_0}$ mediante
rispettivi valori di $r^2 f$, onde risultano definite le unità di
e di $\frac{q^2}{\beta}$ in funzione delle unità fondamentali: talchè le
ità di e e di q vengono a dipendere rispettivamente dalle
ità di α e di β o, ciò che torna lo stesso, dai valori attri-
iti ad α_0 e β_0, e viceversa. Avuto riguardo alle relazioni
e intercedono fra le varie quantità elettriche, come fra le
antità magnetiche, ne segue che il gruppo delle unità elet-
iche può derivarsi dalle tre unità fondamentali L, M, T e
una delle unità del gruppo, che può anche essere quella
α, la quale può poi essere definita mediante il valore attri-

buito ad α_0; e similmente il gruppo magnetico può deriv
dalle tre unità fondamentali e da una delle unità magneti
che può essere quella di β definibile mediante il valore a
buito a β_0.

Si hanno così due gruppi paralleli e indipendenti. M
collegarli fra loro interviene una relazione proveniente
nesso elettromagnetico. Questa può desumersi dalla legg
Biot e *Savart*, la quale dà per la forza df esercitata alla
stanza r, in un mezzo isotropo ed omogeneo, sopra un po
da un elemento dl di corrente d' intensità I

$$\frac{r^2\,df}{dl} = \frac{q'\,\mathrm{I}}{\gamma}\,\mathrm{sen}\,(r\,dl)\,,$$

dove γ rappresenta la misura di una quantità fisica, come
pra α e β, con questa differenza, che il suo valore non v
da mezzo a mezzo, ed è quindi una costante universale
stante elettromagnetica). Ne risulta una dipendenza fra le u
di I (e quindi di e), di q e l' unità di γ (o il valore attrib
a γ), in quanto che $\frac{q'\,\mathrm{I}}{\gamma}$, nel caso di $\mathrm{sen}\,(r\,dl) = 1$, deve
sere espresso dallo stesso numero di $\frac{r^2\,df}{dl}$, che se si tratt
una corrente determinata e di un determinato polo, ha
ogni data terna L, M, T un valore determinato. E po
d' altra parte le unità di e e di q dipendono alla loro ve
come si è detto, da quelle di α e β, ne viene pure una
pendenza fra le unità di α, β, γ o fra i valori delle tre cost
α_0, β_0, γ, la quale, come si sa, è espressa da

$$\frac{\gamma}{\sqrt{\alpha_0\,\beta_0}} = v$$

dove v rappresenta la misura della *velocità critica*. In v
di questa relazione, l' assegnazione dell' unità o del valore
equivale all' assegnazione di una delle unità elettriche o
gnetiche.

Dal punto di vista moderno che poggia sui concetti a
ciati di *forza* e *induzione* rispettivamente elettrica e ma
tica e di *corrente elettrica* e *forza magnetomotrice*, le r

lamentali piuttosto che dalle leggi di *Coulomb* e di *vart* sono rappresentate dai teoremi di *Gauss* e di che, mentre per mezzi omogenei sono equivalenti stesse (dalle quali in tal caso possono dedursi, come quelle possono dedursi da questi) sono però più ge-on essendo come quelle subordinate alla condizione geneità, e si riguardano come espressione di fatti tali da cui, nel caso di mezzi omogenei, risultano le liscorso come manifestazioni particolari. Quei teoremi la loro più semplice espressione definendo l' *indu-ttrica* e l' *induzione magnetica* come il prodotto a elettrica e magnetica rispettivamente per $\frac{\alpha}{4\pi}$ e $\frac{\beta}{4\pi}$ e o *induzione elettromagnetica* il prodotto per $\frac{\gamma}{4\pi}$ a magnetica associata ad una corrente la cui *circui-* integrale per una linea chiusa corrente) costituisce *magnetomotrice*, con che $\frac{\alpha}{4\pi}$ e $\frac{\beta}{4\pi}$ vengono a rap-e la misura dell'*induttività elettrica* e dell' *indut-agnetica* del mezzo che si considera, e $\frac{\gamma}{4\pi}$ la misu-*duttività elettromagnetica* uguale per tutti i mezzi. relazioni fondamentali vengono a significare semplice-guaglianza dei numeri che rappresentano le masse e magnetiche e l' intensità delle correnti elettriche he rappresentano rispettivamente i *flussi* d' induzione, e magnetica e la *circuitazione* dell' induzione elettro-a, notando in ordine a quest'ultima che all'eguaglianza za magnetomotrice moltiplicata per $\frac{\gamma}{4\pi}$ all' intensità rente elettrica fa riscontro l' eguaglianza reciproca del per lo stesso $\frac{\gamma}{4\pi}$ della *forza elettromotrice* associata ad *ente magnetica* (variazione del flusso d'induzione ma-all' intensità di questa (con segno cangiato).
ndo

$$\varkappa = \frac{\alpha}{4\pi}, \quad \lambda = \frac{\beta}{4\pi}, \quad \omega = \frac{\gamma}{4\pi},$$

cioè indicando con $\varkappa$, λ, ω le induttività predette (e avverten

che $\varkappa_0$, λ_0, ω soddisfano alla stessa relazione $\frac{\omega}{\sqrt{\varkappa_0 \lambda_0}} = v$ di

β_0, γ) si elimina formalmente il 4π dalle predette relazi
fondamentali e conseguentemente dalle equazioni che ne
scendono.

Ciò posto, tutti i cosidetti sistemi *assoluti* di unità elet
magnetiche hanno per base in sostanza l' assegnazione dir
o indiretta di *due unità,* l' una del gruppo elettrico e l' a
del gruppo magnetico, da cui in unione con la terna fon
mentale si derivano poi le altre unità. Per assegnazione in
retta qui s' intende quella che risulta dall' assegnazione
valore di qualcuna delle tre costanti suddette (secondo il Gio
il quale, pel modo con cui introduce l' espressione del n
elettromagnetico, viene a porre implicitamente *a priori* ω
o $\gamma = 4\pi$, resta da assegnare un' unità soltanto). A seco
poi della scelta delle due unità in discorso, viene naturalme
a variare la dipendenza delle altre unità da quelle della te
fondamentale, onde anche le loro dimensioni rispetto a L,
T si presentano diverse nei diversi sistemi. Specificando
vede che si possono assegnare i valori di due quali si vo
delle tre costanti α_0, β_0, γ, o assegnare l' unità di elettri
o in generale una del gruppo elettrico, ed il valore di
delle costanti che non sia α_0, ovvero l' unità di magnetis
o un' altra del gruppo magnetico, ed una delle costanti
non sia β_0; o infine assegnare un' unità del gruppo elett
ed una del gruppo magnetico. La scelta è in sè perfettam
arbitraria, ma può essere subordinata a considerazioni di
portunità ; e lo stesso dicasi della scelta della grandezza
unità fondamentali L, M, T.

I sistemi più importanti finora usati si riferiscono
terna *c. g. s. (centimetro-grammo-secondo);* e si riducon
sistema di *Gauss* e *Hertz*, nel quale si assume $\alpha_0 = 1$ e β_0
(onde segue $\gamma = v$), ed all' ordinario sistema *elettromagne*
in cui si assume $\beta_0 = 1$ e $\gamma = 1$ $\left(\text{onde segue } \alpha_0 = \frac{1}{v^2}\right)$.
ste assegnazioni, rispondenti perfettamente al punto di
dell' azione a distanza, si presentano ora come meno co

unto di vista moderno, in quanto che venendo ad
primo sistema $\varkappa_0 = \frac{1}{4\pi}$, $\lambda_0 = \frac{1}{4\pi}$ e nel secondo si-
$= \frac{1}{4\pi}$, $\omega = \frac{1}{4\pi}$, ne risulta coll'intervento del 4π una
ne in tutte le relazioni in cui hanno parte l'indu-
rica o l'induzione magnetica, col primo sistema, o
ente l'induzione magnetica e l'induzione elettro-
col secondo sistema. Ai due sistemi in discorso si
contrapporre i corrispondenti sistemi *razionali*,
complicazione del 4π e adattati al punto di vista
cioè: al primo sistema, il sistema in cui si assuma
$= 4\pi (\varkappa_0 = 1,\ \lambda_0 = 1,\ \omega = v)$; ed al secondo, il si-
ui si assuma $\beta_0 = 4\pi$, $\gamma = 4\pi$ $\left(\lambda_0 = 1,\ \omega = 1,\ \varkappa_0 = \frac{1}{v^2}\right)$.
ltimo sistema (che con poche modificazioni è stato
da Heaviside), come in tutti i sistemi per cui $\gamma = 4\pi$,
$= 1$, la forza magnetomotrice associata ad una cor-
rica e la forza elettromotrice associata ad una cor-
netica vengono ad essere misurate dagli stessi nu-
appresentano le rispettive intensità di corrente (e
que sia la terna fondamentale), vale a dire che le
ono a coincidere: onde segue che ogni unità del
gnetico si può ricondurre ad una del gruppo elet-
eversa, e quindi il numero delle unità distinte può
to a metà.
dinario sistema elettromagnetico *c. g. s.* come pure
o sistema relativo alla terna 10^9 *c.*, 10^{-11} *g.*, *s.* si
el modo noto l'ibrido sistema *pratico* attuale, sui
tante volte deplorati, sarebbe quì superfluo in-
. Lascio da parte anche i precedenti tentativi di
r parte di *Heaviside* (cui si è accennato di sopra)
tri, che non hanno incontrato favore per le diffi-
anti dai mutamenti profondi che essi importereb-
ngo senz' altro alle nuove proposte del Giorgi, in-
lo da una semplice osservazione che serve a met-
ce direttamente la portata.

L' osservazione è questa: che il gruppo di unità
più corrente nell' elettrotecnica, costituito dalle unità
tricità, d' intensità di corrente elettrica, di forza
motrice, di resistenza, di capacità, di induttanza, è
sè pienamente determinato, in qualsivoglia sistema as
per mezzo dell' unità di lavoro, dell' unità di tempo e
delle unità del gruppo, qualunque sieno del resto L e
chè tali da riprodurre quella data unità di lavoro) e l
unità del sistema. Nel sistema pratico le unità del grup
detto soddisfano alle stesse leggi di dipendenza: onde
come sia possibile inquadrarle in un sistema assoluto, c
essere scelto a piacere fra tutti quelli per cui, essendo
di tempo il secondo, l' unità di lavoro risulti uguale al
ed una delle unità del gruppo coincide colla rispettiv
pratica, p. es., l' unità di elettricità risulti eguale a
lomb. Scegliere convenientemente un tale sistema
stituirlo all' attuale sistema pratico; ecco l' idea feli
sta a base delle proposte del Giorgi. Cercando nella se
multipli e sottomultipli decimali del centimetro e del g
i valori di L e M atti a riprodurre il *joule,* si trova i
rale $L = 10^{n+2}$ *c.*, $M = 10^{3-2n}$ *g.*, n denotando un qua
numero intero positivo o negativo, e tra questi si p
subito come più semplice e conveniente la scelta co
dente ad $n = 0$ che dà per L il metro e per M il chilogr
Dopo di che, posto che l' unità di elettricità debba co
dere al *Coulomb,* e dato il modo con cui il Giorgi co
il nesso elettromagnetico, pareggiando forza magneto
e intensità di corrente elettrica, ecc. (il che equivale
disse a porre $\gamma = 4\pi$ ovvero $\omega = 1$), tutto rimane deter
E così ne risulta un sistema assoluto e razionale il
avendo a comune tutte le unità del gruppo suddetto
tuale sistema pratico, può essere vantaggiosamente so
a questo senza andare incontro alle difficoltà di un ri
giamento troppo incomodo ed oneroso.

Sulla utilità di una tale sostituzione in massima
pare possa cader dubbio. Solo può farsi discussione su
più conveniente di presentare il nuovo sistema per so
alle esigenze, che in simil caso s' impongono ed age

ne per parte della maggioranza degli elettrotecnici.
ordine alla scelta e alla definizione degli elementi
i, stabilita la terna *metro-chilogrammo-secondo*
nunque sulla base $\omega = 1$, si può domandare quale
eglio assumere per l'unità che occorre ancora a
re il sistema e come convenga definirla. Si ha da
unità di elettricità o di corrente elettrica o piut-
nità di magnetismo o da altra? E partendo dalla
a meglio far capo ancora ai sistemi classici defi-
ulomb come uguale a 3.10^9 unità elettrostatiche
$^1/_{10}$ dell' unità elettromagnetica *c. g. s.* o definirla
nte mediante l' equivalente elettrolitico? E se si
seconda, si ha da definirla come uguale a $\frac{10^8}{4\pi}$ unità
pure definirla mediante l' assegnazione della co-
della λ_0 (calcolata in modo che l' unità di corrente
viene a corrispondere risulti uguale all' *ampère:*
)? Queste ed altre domande possono farsi: e allo
può discutersi sui particolari concernenti lo svi-
vo, la qualificazione e denominazione delle singole
Per ciò che riguarda quest' ultima parte dirò solo
are accettabile nelle sue linee generali il quadro
dal Giorgi stesso nel suo: Supplemento a « *Unità
i Elettromagnetismo* ».

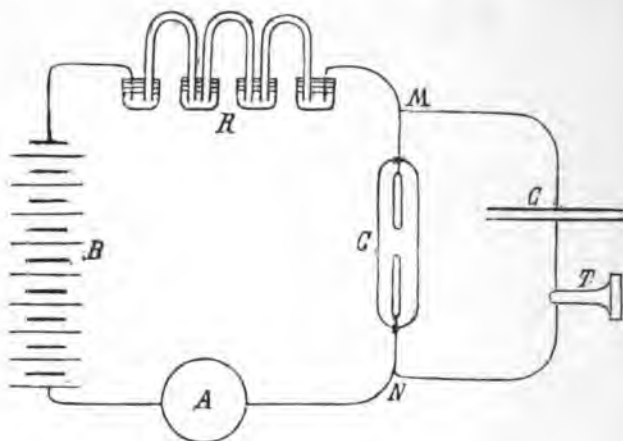
PRODUZIONE DI SUONI PER MEZZO DELLE SCARICHE NEI TUBI A GAS RAREFATTO E NELLE FIAMME.

o di due Note del Prof. AUGUSTO RIGHI.

I.

osizione sperimentale impiegata, e rappresentata
o diagramma, è assai simile a quella del Duddell [1])
ienza dell' arco voltaico sonoro; ma il fenomeno
quale essa dà origine, ha una causa alquanto di-

[1]) ...ctrician, pag. 310, december 21, 1900.

All' arco voltaico, dell' esperienza di Duddell, è sostituit
un tubo ad aria rarefatta G con elettrodi d' alluminio, e ne

circuito derivato MCN, oltre al condensatore C è inserito u
telefono T. La batteria B è composta di 400 piccoli accumula
tori, i quali, quando nel circuito BRMNA sia inserita una fort
resistenza R, costituita da tubi pieni di una soluzione di so
fato di rame, danno una corrente di pochi milliampère, misu
rata da un milliamperometro A. Quanto al tubo G, esso h
4 c. di diametro e contiene due elettrodi cilindrici lunghi 5
e grossi 0,6, arrotondati alle estremità, uno dei quali è fiss
mentre l' altro può, mediante piccole scosse date al tubo, por
a diverse distanze dal suo compagno. Però una distanza
circa mezzo centimetro fra gli elettrodi è assai convenient
dato che l' aria, che li circonda, abbia la pressione di circa u
centimetro.

Se si apre il circuito derivato e si chiude il circuito prin
cipale, si stabilisce in questo la debole corrente, mentre fr
gli elettrodi appare la luminosità ben nota. Se si chiude or
il circuito derivato, qualche volta nulla resta modificato, men
tre altre volte si produce invece il fenomeno sonoro; il qual
poi con certezza quasi assoluta si produce, se si chiude prim
il circuito del condensatore, poi quello degli accumulatori.

efono non è a rigore indispensabile giacchè, anche
esso, si ode un debole suono musicale accostando l'o-
tubo G o al condensatore. Il telefono giova a ren-
to suono più manifesto; ed infatti il suono, che da
a quando è inserito nel circuito derivato, può es-
intenso, da essere udito in tutto un vasto ambiente.
ono ha in generale un timbro musicale; ma diviene
gli elettrodi del tubo non sono levigati e puliti.
ezza del suono così generato, dipende dalle varie con-
lla esperienza. Essa infatti cresce:
liminuendo la resistenza R;
umentando il numero degli accumulatori della bat-
giacchè non tutti i 400 occorrono sempre per l'espe-

liminuendo la capacità del condensatore C;
liminuendo la distanza fra i due elettrodi entro il

liminuendo la pressione dell'aria nel tubo stesso.
nque possibile variare entro i più estesi limiti l'in-
za della scarica. Per esempio, facendo R eguale a più
migliaia di Ohm, prendendo per C una capacità di
ecimo di microfaraday, e adoperando il minimo nu-
ibile di accumulatori, le scariche si succedono tanto
contarsene appena due o tre al secondo. Natural-
a tale lenta intermittenza non si ode un suono con-
solo un colpo secco nel telefono ad ogni scintilla

ndo nel senso dovuto la capacità, la resistenza, ecc.,
un suono più o meno acuto a piacere, ed anche in
e suoni di diverse e determinate altezze. Per esem-
staccare dalla batteria uno dei reofori e toccare con
'uno ora l'altro degli elementi da cui la batteria è
per ottenere una successione melodica di suoni mu-
ealizzare così uno strumento musicale di nuovo ge-

stesso modo che prima si era fuori dal limite dei
bili, perchè la frequenza delle scariche era troppo
può oltrepassare l'altro limite e arrivare a fre-

quenze tanto elevate, da far cessare nuovamente la sensazione sonora. Se infatti, ridotta la resistenza R a non essere che di qualche centinaia di Ohm, si prende come condensatore C il noto condensatore ad aria di Epino, i due dischi del quale sieno ad una distanza reciproca di circa mezzo millimetro, il telefono T (che in questo caso occorre abbia un rocchetto a lungo filo onde non dia suoni troppo deboli) fa udire un sibilo acutissimo. Basta allora allontanare leggermente l' una dall'altra le due armature del condensatore, o avvicinare appena l' uno all' altro i due elettrodi nel tubo, ecc., perchè il suono salga tanto in altezza, da uscire dal limite superiore di udibilità. E, come accade in tal caso, se più persone prendono parte all' esperienza, mentre alcune più non odono alcun suono, altre provano ancora la molestia d' un suono estremamente acuto.

Il numero di vibrazioni per secondo del suono ottenuto è di gran lunga minore del numero d' oscillazioni elettriche per secondo del sistema formato colla capacità C e coll' autoinduzione, del resto assai piccola, esistente nel circuito derivato; perciò è esclusa affatto l' idea, che il detto suono abbia l' origine medesima di quello ottenuto da Duddell coll' arco voltaico. Non si tratta dunque di una corrente alternativa, ma di una successione di scariche, di cui parmi si possa render conto nel modo seguente.

Nell' atto in cui si chiude il circuito, la differenza di potenziale fra gli elettrodi del tubo non raggiunge il valore massimo che con un certo ritardo, dovuto a ciò che si forma dapprima una corrente, che carica il condensatore. Ma tale corrente scema prontamente, la differenza di potenziale aumenta, e si forma una scarica del condensatore attraverso il tubo. Al cessare di questa il fenomeno si ripete indefinitamente, ed è chiaro che tale spiegazione, la quale potrà forse essere in seguito completata, rende ragione del modo nel quale la frequenza delle scariche dipende dalla resistenza, capacità ecc. È poi verosimile che con graduali modificazioni delle varie parti dei circuiti si possa passare, dai suoni in tal modo generati, a quelli ottenuti dal Duddell, la cui altezza dipende

equenza delle oscillazioni elettriche permanenti nel derivato.

chè il circuito derivato è percorso da una corrente in-nte, esso potrà dare fenomeni d' induzione, analoghi osservati da Peuchert [1]) con disposizione simile a quella ell. Basta infatti inserire nel circuito del condensatore rosso di un grande rocchetto di Ruhmkorff, perchè si scintille fra i capi del filo indotto. Tali scintille pos-sere lunghe oltre un centimetro, quando la corrente le data dagli accumulatori è di pochi milliampère. crescono naturalmente in lunghezza quando si aumenta ıenza delle scariche nel tubo.

omeni affatto simili a quelli descritti si ottengono so-lo al tubo G la fiamma di un becco Bunsen. Una tale fu pure adoperata dal Ruhmer [2]) in sostituzione del-voltaico, nell' esperienza dell' arco parlante del Si-Occorre però rendere abbastanza conduttrice la fiamma, ndo su una delle lastrine di platino in essa immerse e anti da elettrodi, un poco di cloruro di sodio. La fiam-ette da sola il suono, però con intensità minore, di del suono prodotto dal telefono T.

II.

lle precedenti esperienze l' autoinduzione del circuito o (designando così il circuito del condensatore) fu sem-ai piccola, e sembrò non esercitare sensibile influenza omeni. Anzi il periodo di oscillazione elettrica del cir-erivato fu sempre di gran lunga minore del periodo scillazioni sonore, circostanza questa che rende indubi-sere questo modo di produzione dei suoni affatto diffe-la quello della nota esperienza di Duddell.

voluto indagare più tardi quali fenomeni si sarebbero i facendo in modo, che il periodo delle oscillazioni elet-del circuito del condensatore divenisse eguale all' in-

Elektr. Zeitschr. pag. 467, 1901.
Physik. Zeitschr., februar 23, pag. 325, 1901.
Wied. Ann., t. 64, pag. 233, 1898.

tervallo di tempo che trascorre fra le successive sca
anche lo superasse. Espongo ora quanto ho ricav
esperienze eseguite a questo scopo, per le quali ho
i tubi alle fiamme, perchè queste non danno sempre
regolari.

Prima ancora di tentare le esperienze nelle nuo
zioni, ho introdotto però qualche altra variante nell
zione sperimentale. Così, ho trovato conveniente
agli elettrodi cilindrici di alluminio del tubo ad aria
altri elettrodi, e precisamente un filo sottile di plati
anodo, ed un disco piano d' alluminio come catodo. I
riva a piccola distanza dal centro del disco, ed è
perpendicolare. Ma è ancora meglio sostituire all'
del mercurio e all' aria rarefatta dell' idrogeno a circa
timetro di pressione, perchè in tal modo il catodo si
pulito e brillante, ciò che assicura la perfetta regol
fenomeni e la purezza dei suoni, col vantaggio an
potersi variare a piacere la distanza fra gli elettrodi,
mente facendo passare una parte più o meno grande
curio in un serbatoio laterale comunicante col tubo.

Ho trovato comodo altresì sopprimere il telefon
fatti il condensatore, anzichè essere uno dei soliti as
patti con armature di stagnuola e dielettrico di mi
carta paraffinata, consiste in due lastre metalliche sov
con uno o più fogli di carta da scrivere per separa
stesso condensatore che produce il suono, che prima
generato dal telefono. Questo suono del condensatore
sere tanto intenso, da udirsi benissimo in camere lon
quelle ove trovasi l' apparecchio.

Volendo, come ho detto più sopra, far sì, che il
di oscillazione elettrica del circuito derivato divenisse
nabile al periodo di tempo richiesto per la carica del
satore, ho dovuto aumentare l' autoinduzione del cir
rivato inserendovi dei rocchetti da galvanometro a lu

In queste condizioni il fenomeno presenta cara
quanto differenti da quelli del fenomeno precedente
divenire identico a quello di Duddell, vi si avvicin
demente. Infatti, il periodo delle vibrazioni sonore

bilmente eguale al periodo delle oscillazioni elettriche
lato in base alla capacità, all' autoinduzione ed alla resi-
za. Esso diviene quindi indipendente, almeno entro certi
i, sia dalla forza elettromotrice degli accumulatori, sia
resistenza del circuito di questi. È però necessario, onde
neri il suono, che tale periodo sia notevolmente mag-
e, di quello del suono che si otterrebbe senza rocchetti,
che, se nel circuito degli accumulatori esiste una resi-
za variabile, è necessario che il valore di questa superi
erto valore limite, onde il suono si sprigioni dal conden-
re. Introducendo un fascio di fili di ferro nei rocchetti, il
o diviene più grave, in causa dell' aumento che si pro-
, così facendo, nell' autoinduzione.

Quest' esperienza costituisce un caso estremo, mentre l'e-
ienza primitiva ne costituisce un altro. Nell' esperienza
le il suono è dovuto alle variazioni di potenziale pro-
dalle oscillazioni elettriche ed ha lo stesso periodo di
te, mentre nella prima esperienza il suono è dovuto
regolare successione delle cariche e scariche del con-
atore, ed il suo periodo è eguale all' intervallo di tempo
separa le scariche stesse. Diveniva quindi interessante
inare i casi intermedi, cioè fare uso di autoinduzione
ore di quella dei rocchetti descritti.

Così facendo ho ottenuto fenomeni svariati e singolari e
sembrano richiedere un lungo ed accurato studio per es-
spiegati.

Come si poteva prevedere, il numero di vibrazioni del
o dipende tanto dal coefficiente d' autoinduzione del cir-
derivato, quanto dalla resistenza e forza elettromotrice
circuito principale; ma tale dipendenza segue leggi certa-
te complicate. In particolare si osserva questo singolare
meno, e cioè, che variando in modo continuo o la resi-
za suddetta o l' autoinduzione del rocchetto, anzichè otte-
una variazione continua nell' altezza del suono, si otten-
ad intervalli irregolari delle brusche variazioni di al-
. In altre parole, certi suoni sono possibili, ma non quelli
ltezze intermedie. Basta per esempio introdurre, con moto
orme, un fascio di fili di ferro nel rocchetto formante

l' autoinduzione, per udire una successione di note costituen
una specie di melodia e che si ripetono poi con successio
inversa, quando il fascio di fili di ferro si allontana con i
verso moto uniforme. Per certe posizioni del fascio basta da
al medesimo uno spostamento minimo, per far saltare il suon
bruscamente da una nota all' altra; e non di rado si riesc
ad ottenere, fissando il fascio in una di quelle posizioni, un
rapida alternativa delle due note, e cioè un vero trillo.

L' esame di questi ed altri curiosi fenomeni sarà prob
bilmente oggetto di future mie ricerche.

NUOVI FENOMENI MAGNETO-OTTICI PRESENTATI DA SPECIALI SOLUZIONI MAGNETICHE,

per Q. MAJORANA [1]).

Guidato dall' idea di ricercare un analogo del fenome
Kerr elettrostatico, in un campo magnetico, ho intrapreso r
cerche sperimentali le quali mi condussero alla constatazio
dei seguenti fatti, facendo agire un campo magnetico su sp
ciali soluzioni magnetiche.

1.° *Birifrangenza magnetica* (soluzione di cloruro fe
roso, e ferro dializzato).

2.° Modificazioni dell' assorbimento luminoso di codes
soluzioni *(dicroismo magnetico).*

3.° *Rotazioni bimagnetiche del piano di polarizzazio
della luce* (soluzioni di cloruro ferrico contenenti idrati
ferro, e ferro dializzato).

Gli studii di questi fenomeni non sono ultimati. Dirò i
questo sunto solo dei primi due.

Birifrangenza magnetica. — *Disposizione sperime
tale.* — Il campo magnetico è generato da un elettrocal
mita tipo Weiss (costruita dal Santarelli di Firenze). I su
poli sono guarniti di espansioni lineari N, S (figura 1) tra
quali è un intraferro di 8 mm. Lunghezza del campo no

1) Largo sunto delle Note pubblicate nei Rendiconti dei Lincei.

nte alle linee di forza, 7 cm. L'intensità del campo al
è di 18000 u. La vaschetta V è destinata a contenere

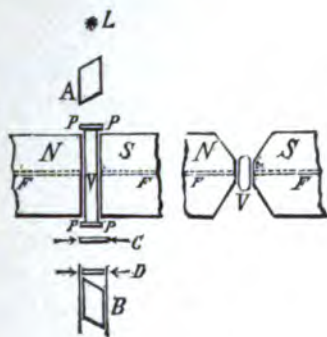



Fig. 1.

ido, e le sue due facce P P sono di ottimo vetro, pos-
ente non birifrangente. La sorgente di luce è una
da elettrica a filamento molto brillante, oppure un arco
co. Tra il polarizzatore A e l'analizzatore B sono com-
oltre la vaschetta V contenuta nel campo, due lastri-
vetro C, D. Queste si possono comprimere con appo-
iti e possono girare separatamente con le loro montature
no all'asse ottico del sistema. La lastrina C conveniente-
compressa e rotata compensa la birifrangenza acciden-
ella vaschetta V. Conoscendo lo sforzo di compressione,
tato sulla lastra D al fine di compensare la birifrangenza
i studia, questa resta misurata.

a lastrina D serve a misurare solo valori della birifran-
inferiori a $^1/_4$ di lunghezza d'onda nel giallo. Per va-
uperiori si procede come verrà detto in seguito.

Iodo di sperimentare. — Introdotto il liquido nella va-
a, e regolato il sistema dei nicol e dei compensatori al-
rità, se il piano di polarizzazione è parallelo o normale
inee di forza non si vede mai ricomparire la luce ecci-
il campo. Ma se quel piano è a 45° sulle dette due po-
i, qualora il liquido sia attivo, una certa quantità di
traversa l'analizzatore sotto l'azione magnetica. Essa si

può far sparire comprimendo D parallelamen
alle linee di forza. Questi due casi corrispondono a compor
menti del liquido, sotto l' azione del campo, simili a quelli
cristalli ad un asse parallelo alle linee di forza, rispetti
mente positivi o negativi.

Liquidi attivi. — La soluzione di *cloruro ferroso* pre
rata di recente e non molto concentrata, dà spesso una trac
di birifrangenza positiva. Basta una piccolissima compressio
del vetro D, parallelamente al campo per far scomparire
luce. Per 18,000 u. (nella vaschetta V), la differenza di ca
mino dei due raggi ordinario e straordinario è uguale a ci
2 o 3 centesimi di lunghezza d' onda nel giallo.

Il *ferro dializzato, od ossido ferrico colloidale* prese
in certi casi fenomeni enormemente più marcati. Ecco i va
tipi di questo liquido da me rinvenuti e studiati:

1.° tipo di ferro dializzato attivo. Esso dà una netta
rifrangenza positiva, regolarmente crescente col campo.
ogni caso la si può compensare comprimendo D parallelamen
al campo.

È questo il tipo più comune, e le ordinarie preparazio
recenti ne forniscono campioni, molto facilmente.

2.° tipo. Si comporta come il primo tipo, colla differen
del segno della birifrangenza; questa è negativa. Questo ti
è piuttosto raro; mi venne offerto da campioni recenti
Ferro Bravais.

3.° tipo. Birifrangenza in principio positiva, che si a
nulla per un certo valore del campo (punto di inversione),
che diviene, al crescere del campo, fortemente negativa *(Fer
Bravais od Erba di almeno 10 anni).*

4.° tipo. Piccola birifrangenza, per solito positiva, mis
a *rotazione bimagnetica.* Di questo tipo, raro anch' esso, n
ci occupiamo per ora.

La figura 2 dà i diagrammi dei valori della birifrangen
di alcuni campioni di ferro dializzato. Sui due assi si sono
portati i valori della birifrangenza e quelli del campo.
curva (1) si riferisce a ferro dializzato del 1° tipo, preso
commercio. Diluito alla densità 1,002, esso dà una birifra
genza col campo massimo (18000 u.) di 0,33 λ nel rosso, a

u. il fenomeno è inosservabile. I campioni del primo
presentano mai fenomeni più accentuati di questo.

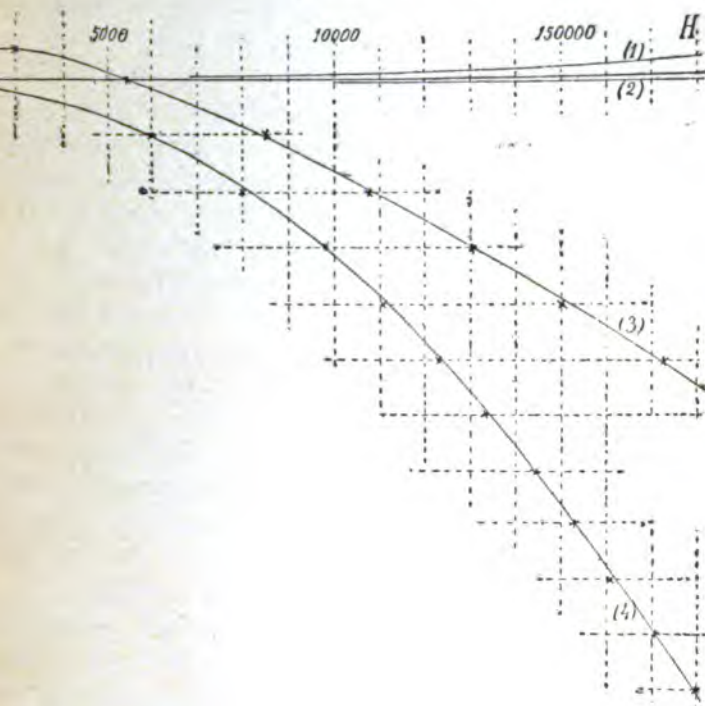



Fig. 2.

a (2) analoga, salvo il segno della birifrangenza, alla
iferisce a un campione di ferro Bravais recente.
curve (3) e (4) si riferiscono a ferri Bravais vecchi
ttivi; e faccio notare che se si osservano fenomeni
essi sono sempre forniti da campioni del 3° tipo come
punto questi.
sideriamo il ferro della curva (3). Esso fu diluito alla
1,001 perchè molto assorbente. A 3000 u. si ha biri-
za massima positiva (0,6 λ); a 5150 u., si ha il punto
sione e annullamento della birifrangenza; indi questa
valori negativi e va rapidamente crescendo in valore

assoluto. Non si può a tal punto servirsi ulteriormente del compensatore D della fig. 1. Esso si sopprime, si aggiunge uno spettroscopio posto tra l'occhio dell'osservatore e l'analizzatore, e si osserva solo una parte dello spettro di assorbimento (intorno alla linea gialla del sodio). Ciò è necessario giacchè la birifrangenza ha per lo stesso campo, diversi valori per i vari colori. Quando, pel colore anzidetto, il valore della birifrangenza è uguale ad una lunghezza d'onda, si ha oscurità, e al crescere del campo ogni volta che quel valore passa per un numero intero, si vede scomparire la luce. È così che si fanno le seguenti osservazioni:

Campo	0	5450	8500	10725	13075	15000	17250
Birifr.	0	0	λ	2λ	3λ	4λ	5λ

La curva (3) è stata costruita mediante questi dati.

Tutti i ferri dializzati che ho studiato offrono andamenti simili a qualcuna delle curve (1) (2) (3), e credo che la varietà dei fenomeni osservati debba solo spiegarsi studiando l'età dei varii campioni. È quasi certo che se l'ossido ferrico colloidale è vecchissimo e non coagulato, offre fenomeni assai notevoli.

Il fenomeno dell'inversione rende lo studio delle leggi della birifrangenza abbastanza difficile. Se quel punto è basso (curva 4) si possono verificare con buona approssimazione le seguenti leggi mediante l'uso dello spettroscopio, come si è detto:

1.° I valori della birifrangenza β sono sensibilmente proporzionali al quadrato dell'intensità H del campo.

2.° I valori di β sono proporzionali allo spessore l del liquido, normalmente alle linee di forza.

3.° I valori di β sono proporzionali alla concentrazione o più semplicemente a $\delta - 1$, essendo δ la densità del liquido riferita all'acqua.

4.° I valori di β sono inversamente proporzionali al quadrato della lunghezza d'onda λ.

Queste quattro leggi possono riassumersi così

$$\beta = K \frac{l(\delta - 1) H^2 \lambda^2_{Na}}{\lambda^2}$$

è una costante e λ_{Na} la lunghezza d' onda della riga
l sodio. Con ciò le birifrangenze osservate vengono
a quelle che si osserverebbero pel colore giallo. Pel
avais della curva (4) $K = -0,0000048$. Ciò del resto è
rossimato, a causa del punto di inversione. Le misure
tituite mi hanno fatto classificare come inattivi quei
er cui, in valore assoluto, $K < 2 . 10^{-8}$.

roismo magnetico. — I liquidi adoperati per osservare
angenza magnetica, hanno un potere assorbente della
to forte. Era quindi facile prevedere che, sotto l' a-
l campo magnetico, tale potere venisse modificato ine-
te nelle varie direzioni e a seconda della posizione del
polarizzazione della luce adoperata. La sorgente lu-
è, in queste esperienze, sempre l' arco voltaico. Si os-
spettro della luce che riesce a traversare il liquido
fornito la curva (3) contenuto nella vaschetta solita.
estende dal rosso sino al verde; il resto delle radia-
assorbito. I bordi della regione luminosa, specie quello
e, sono abbastanza netti. Le esperienze seguenti pos-
etersi solo se si dispone di liquidi così attivi come il

Se il raggio luminoso traversa, come nelle esperienze
angenza, il liquido normalmente alle linee di forza,
do lo spettro, senza l' uso di alcun nicol, la sua parte
a diventa, eccitando il campo, più brillante e più larga.
de sempre, fuorchè in vicinanza del punto di inver-
fenomeno è molto marcato pel campo di 18000 u.

Si osservi la luce emessa dalla vaschetta attraverso
, la cui sezione principale sia *parallela* alle linee di
ccitando il campo sino a 3000 u. (birifrangenza posi-
ssima), essa diminuisce alquanto, e adoprando lo spet-
o si vede restringere la parte luminosa dello spettro.
fenomeno non è molto marcato, giacchè corrisponde al
$= 0,6 \lambda$, ma con molta accuratezza si riesce a consta-
er campi maggiori di quello corrispondente al punto
sione (birifrangenza negativa), e meglio pel campo
(18000 u.), la parte luminosa dello spettro si schiarisce
ra marcatissima, e si allarga.

3. Si proceda come in 2, ma ponendo la sezione pale del nicol normalmente alle linee di forza. Per 300 osserva aumento di luce, ed allargamento della parte nosa dello spettro. Pel campo di 18000 u. si constata i trario: diminuzione di luce, e restringimento. Anche prima parte del fenomeno è poco visibile, la seconda tissima.

4. Le esperienze 1, 2, 3 lasciano prevedere che parallelamente alle linee di forza, si debbano osservare biamenti dei valori dell'assorbimento. Si sostituiscan espansioni lineari dell'elettromagnete, delle altre conic rate. La vaschetta è anch'essa cambiata in altra quadr 1 cm. di lato, le cui quattro facce verticali di vetro egualmente buone. Con essa si possono dunque fare os zioni sia normalmente, che parallelamente al campo. E più corto lo spessore del liquido, questo (è sempre quell curva 3) è adoperato con concentrazione 7 volte mag Studiando con tal disposizione l'assorbimento parallela al campo, e senza uso di nicol, inutile per ragioni di s tria, si osservano fenomeni più semplici di quelli in dir normale. Per birifrangenza positiva (3000 u.) si ha au dell'intensità luminosa, ed allargamento dello spettro v per birifrangenza negativa (18000 u.) accade il contra entrambi questi casi la luce che esce dal liquido, sott all'azione del campo, è *luce comune*.

Dall'esperienza 3 si deduce che i bordi dello spett minoso, della luce traversante un liquido con birifra positiva, sotto l'azione del campo, e normalmente a *sono nettamente polarizzati nel piano delle linee di* infatti quello spettro si allarga, e l'allargamento, se vato con un nicol, persiste solo se la sezione principale sto è normale al campo. Per birifrangenza negativa, l' ci dice che i bordi predetti sono invece polarizzati nel *normale* alle linee di forza. Dal confronto delle esperi con 2 e 3 si deduce infine che: *per birifrangenze p l'assorbimento osservato parallelamente alle linee di è minore di quello subito da un raggio propagantes malmente, il cui piano di polarizzazione sia norma*

rza. Per birifrangenze negative esso è maggiore.
onclusione va aggiunta l' altra, dedotta da misure
e, di cui ora dirò.
anza si vede che il comportamento di questi liquidi
n campo magnetico, è del tutto simile a quello di
un asse, dotati di dicroismo. Le variazioni dell'as-
che si osservano in questi nelle diverse direzioni,
ono perfettamente a quelle ora studiate; e per dip-
sservarsi, che le attuali esperienze dicono che tanto
birifrangenza positiva che di negativa, *nella pro-*
normale, l' onda più lenta è *sempre la più as-*

iquido presenta forte birifrangenza, e propriamente
imile a quello della curva (4), sotto l' azione di
possono eseguire misure abbastanza precise degli
enomeni di assorbimento. Per cui esse non sono
e nei soli casi di forte birifrangenza negativa. Alla
dell' esp. 4, si aggiunge un fotometro Lummer
a misurare l' intensità complessiva della luce tra-
liquido normalmente o parallelamente al campo;
opio è dunque eliminato. La sorgente di luce cam-
tituita da una fiamma costante, velata da un vetro
eguagliare possibilmente le tinte delle due luci.
doprato presenta, secondo precedenti osservazioni,
ngenza $\beta = 12\ \lambda$, col campo 18000. Detta 1 l'intensità
enza il campo, facendo intervenire l' azione magne-

campo, senza nicol				int.	1,62
»	con nicol con sez. princ. ∥ al campo			»	2,74
»	»	»	⊥	»	» 0,54
»	senza nicol			»	0,56

l' assorbimento subìto da vibrazioni propagan-
lamente alle linee di forza, è lo stesso di quello
no vibrazioni propagantisi normalmente, il cui
larizzazione sia parallelo al campo. Ciò fu con-
birifrangenze negative, ma secondo ogni probabi-

lità vale anche per birifrangenze positive, benchè in
caso non si abbiano osservazioni *quantitative* del feno

Le precedenti misure fotometriche, confermano mol
il fatto che i fenomeni presentati da cristalli assorben
gono descritti nel modo più semplice, supponendo ne
ratteristico il solo vettore normale al piano di polarizza

SUL FENOMENO MAJORANA,

di W. VOIGT [1]).

Il Sig. Majorana ha presentato all' Accademia dei
nella seduta del 4 Maggio il primo risultato delle sue
zioni sopra un fenomeno magnetico analogo all' elettr
di Kerr, e mi ha poi comunicato per iscritto i suoi
ulteriori. Mi sia permesso di mostrare che i fenomeni
vati si possono facilmente trattare in via teoretica se
i principii da me adoperati nella spiegazione dell'
Kerr.

La teoria moderna della dispersione opera con gr
vettoriali K_h, le quali sono caratteristiche delle vi
proprie delle particelle ponderabili — elettroni — e le
con le forze elettriche K propagantisi nell' etere, m
relazioni lineari fra le rispettive componenti X_h, Y_h,
Y, Z della forma

$$(1) \qquad X_h + a_h \frac{\partial X_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 X_h}{\partial t^2} = \varepsilon_h X \text{ etc.}$$

in cui a_h, b_h, ε_h sono costanti.

Si può ora introdurre nelle formole l' azione di u
magnetico R sopra queste vibrazioni, in via purament
menologica, riunendo le ipotesi: 1° che le equazioni
lineari nelle componenti di vibrazione; 2° che le fo
scano solo sopra i vettori *vibranti* K_h; 3° che i ter
aggiunta non implichino consumo di energia. Limitan

1) Rendic. Acc. Lincei. 15 Giugno 1902.

erivate, secondo il tempo, del grado più basso si
necessariamente come termini del primo ordine ri-
componenti A, B, C del campo i seguenti.

$$c_h \left(C \frac{\partial Y_h}{\partial t} - B \frac{\partial Z_h}{\partial t} \right) \quad \text{etc.}$$

ne io ho mostrato altrove, contengono la spiega-
effetto Zeeman e dei fenomeni che l' accompagnano.
non sono sufficienti per condurre ai fatti trovati dal
principalmente perchè l' ordine di grandezza dei
c_h è, nei corpi da lui studiati, assai troppo piccolo
ogo ad effetti così cospicui.

ini di aggiunta del secondo grado hanno, colle me-
trizioni di prima e per ragioni di simmetria, la

$$+ B^2 d'_h + C^2 d'_h) + \left(\frac{\partial^2 Y_h}{\partial t^2} B + \frac{\partial^2 Z_h}{\partial t^2} C \right) A \, (d_h - d'_h) \quad \text{etc.}$$

ntano, come pare, i risultati del Majorana in modo
te sotto tutti i punti di vista. Per mostrarlo, io tra-
ermini del primo ordine a causa dei fattori c_h, che
caso attuale valore appena apprezzabile.

lo allora coincidere l' asse Z con la direzione del
formole (1) così completate, suonano:

$$\begin{cases} X_h + a_h \dfrac{\partial X_h}{\partial t} + (b_h + d'_h R^2) \dfrac{\partial^2 X_h}{\partial t^2} = \varepsilon_h X \\ Y_h + a_h \dfrac{\partial Y_h}{\partial t} + (b_h + d'_h R^2) \dfrac{\partial^2 Y_h}{\partial t^2} = \varepsilon_h Y \\ Z_h + a_h \dfrac{\partial Z_h}{\partial t} + (b_h + d'_h R^2) \dfrac{\partial^2 Z_h}{\partial t^2} = \varepsilon_h Z \end{cases}$$

si dovranno combinare le formole Maxwell-Hertz
i che le componenti di polarizzazione, che com-
queste, abbiano i valori $X + \Sigma X_h$, $Y + \Sigma Y_h$, $Z + \Sigma Z_h$.
elle formole si ricava per un' onda piana propagan-
lmente alle linee di forza i seguenti valori degli
frazione n_n, n_p, e degli indici di assorbimento $\varkappa_n$, $\varkappa_p$

per vibrazioni elettriche normali e risp. parallele alle
di forza:

$$
(3) \quad \begin{cases} n^2_n (1 - \varkappa^2_n) = 1 + \Sigma \dfrac{\varepsilon_h \vartheta^2 \Delta'_h}{N'_h}, & 2 n^2_n \varkappa_n = \Sigma \dfrac{\varepsilon_h a_h}{N_h} \\ n^2_p (1 - \varkappa^2_p) = 1 + \Sigma \dfrac{\varepsilon_h \vartheta^2 \Delta_h}{N_h}, & 2 n^2_p \varkappa_p = \Sigma \dfrac{\varepsilon_h a_h}{N_h} \end{cases}
$$

in cui

$$
(4) \quad \begin{cases} \Delta_h = \vartheta^2 - (b_h + d_h R^2), & \Delta'_h = \vartheta^2 - (b_h + d'_h R^2 \\ N_h = \Delta^2_h + a^2_h \vartheta, & N'_h = \Delta'^2_h + a^2_h \vartheta^2 \end{cases}
$$

e $2 \pi \vartheta = \tau$ rappresenta il periodo di vibrazione.

Dunque il corpo, nel campo magnetico, diventa bir
gente e pleocroitico come un ordinario cristallo unias
Majorana ha potuto infatti, dietro mio consiglio, const
direttamente questo pleocroismo.

Ammettendo, nei corpi studiati e nel campo delle
vazioni, $\varkappa$ piccolo rispetto all' unità, n_n e n_p poco diff
fra di loro in modo da potere sostituire $2 n_0$ ad $n_n + n$
tendendo con n_0 il valore originario, senza campo, dell'
di rifrazione) e di poi supponendo $R^4 \vartheta^4 d_h^2$ piccolo rispe
$(\vartheta^2 - b_h)^2$, si ottiene dalle (3) e (4) con facile riduzione:

$$
(5) \quad \begin{cases} n_n - n_p = \dfrac{R^2 \vartheta^2}{2 n_0} \Sigma \dfrac{\varepsilon_h (\Theta^2_h - a^2_h \vartheta^2)(d'_h - d_h)}{N_h N'_h} \\ n_n \varkappa_n - n_p \varkappa_p = \dfrac{R^2 \vartheta^3}{n_0} \Sigma \dfrac{\varepsilon_h a_h \Theta_h (d'_h - d_h)}{N_h N'_h} \end{cases}
$$

in cui si è posto $\vartheta^2 - b_h = \Theta_h$. Si può interpretare in
formole la grandezza $n_n - n_p$ come la *misura della biri
genza* ed $n_n \varkappa_n - n_p \varkappa_p$ come la *misura del pleocroismo.*

Le formole (5) si semplificano di molto, se si ammet
il mezzo sia caratterizzato principalmente da *una* riga
sorbimento nell' ultravioletto; ciò che si verifica in molti
Allora il quoziente fra pleocroismo e birifrangenza pren
valore speciale:

$$
(6) \quad \frac{n_n \varkappa_n - n_p \varkappa_p}{n_n - n_p} = \frac{2 a \Theta \vartheta}{\Theta^2 - a^2 \vartheta^2}
$$

in cui naturalmente non compare più l' indice h.

segue dalle (3) che senza azione del campo

$$\frac{2 n_0^2 \varkappa_0}{n_0^2 - 1} = \frac{a \vartheta}{\Theta};$$

si pone:

$$\frac{2 n_0^2 \varkappa_0}{n_0^2 - 1} = \operatorname{tg} \Phi,$$

$$\frac{n_n \varkappa_n - n_p \varkappa_p}{n_n - n_p} = \operatorname{tg} 2 \Phi .$$

servazioni del Majorana hanno condotto alle seguenti la birifrangenza: che questa è proporzionale al qua- campo, proporzionale alla concentrazione delle solu- to diluite ed indirettamente proporzionale al qua- lla lunghezza d' onda.

rima legge è contenuta senz' altro nella (5); la se- gue pure da questa, poichè in soluzioni diluite, in olecole attive non agiscono sensibilmente l' una sopra , b, d sono indipendenti dalla concentrazione, ed ε roporzionalmente con questa. La terza segue pure se, come è per solito, la sostanza è caratterizzata in ea da righe di assorbimento nell' ultravioletto, giac- a Θ_h è sensibilmente proporzionale a ϑ^2, N_h ed N'_h

ciò che riguarda l' assorbimento, il Majorana ha tro- all' onda più lenta corrisponde l' assorbimento mag- esto segue in fatti dalla formola (9); poichè siccome anze cimentate $\varkappa_0$ era piccolo e $n_0 > 1$, si ha Φ pic- indi

$$\frac{n_n \varkappa_n - n_p \varkappa_p}{n_n - n_p} > 0 .$$

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXIII, Dicembre 19

LAFAY A. *Su una applicazione della camera chiar per la realizzazione di un apparecchio verificatore dei r piani* (pp. 920-921).

PELLAT H. *Metodo per valutare in valore assoluto ture molto basse* (pp. 921-924). — Dopo avere rilevato tanza che avrebbe la valutazione delle basse temperat scala termodinamica, e avere osservato che a tale scop sono servire, per ragioni diverse, nè il termometro a metodo generale indicato da Lippmann, fondato sulle termiche e meccaniche di un corpo, l'A. mostra come i può risolversi tenendo conto del fenomeno Peltier.

Indicando infatti con E la f. e. m., valutate in un S., di una coppia termo elettrica, una saldatura della mantenuta a una temperatura fissa mentre l'altra è po temperatura assoluta T da valutarsi, se Π è il coeffic l'effetto Peltier, valutato prendendo l'erg per unità di termodinamica fornisce la relazione, stabilita da lord verificata sperimentalmente da Edlund e da Bellati:

$$\Pi = T \frac{dE}{dT},$$

che può scriversi:

$$\frac{dT}{T} = \frac{dE}{\Pi}.$$

Supponendo di avere valutato la f. e. m. E e il coe in funzione delle indicazioni t di un termometro qua modo da poter porre:

$$E = f(t), \quad \Pi = F(t),$$

essendo f e F due funzioni empiricamente note, e pon

$$\frac{f'(t)}{F(t)} = \varphi'(t)$$

integrando l'equazione risultante:

$$\frac{d\,T}{T} = \phi'(t)\,dt$$

t_0 e T o t;

$$L\frac{T}{T_0} = \phi(t) - \phi(t_0)$$

ale si può dedurre T, essendo nota la funzione ϕ.

.. mostra infine come si può utilizzare praticamente questo adoperando come coppia termoelettrica una coppia di ferro graduando così un termometro del quale ci si possa ser- le misure correnti, per es., per determinare il punto di one dell'azoto, dell'idrogeno, etc.

VALLO E. *Sull'applicazione delle equazioni di Lagrange neni elettrodinamici* (pp. 924-927). — Per determinare il nto di un sistema di circuiti mobili e le correnti che vi o, Maxwell tratta il sistema come un sistema a legami e ica le equazioni di Lagrange.

spressione adottata per l'energia cinetica si compone di ti; la *forza viva* propriamente detta della materia ponde- e la funzione delle forze elettrodinamiche che costituisce *a elettrocinetica*. In conseguenza, le forze elettrodinamiche ze elettromotrici d'induzione sarebbero, non *forze appli- forze d'inerzia*, di cui esse infatti hanno il carattere.

.. in questa Nota dimostra che se si applicano le equa- Lagrange alla ruota di Barlow, esse danno un risultato o all'esperienza, e conclude:

.° L'esperienza della ruota di Barlow mostra che le equa- Lagrange non sono sempre applicabili ai fenomeni elet- nici, specialmente nel caso dei conduttori a due o tre di- i.

.° Essa offre una grande analogia col roteamento del

.° Essa sembra confermare i due principi fondamentali e vi, di Maxwell: *L'energia di un sistema di correnti è gia cinetica; le forze elettrodinamiche e le forze elettromo- induzione sono forze d'energia.* Questi sono i due principi i insiste Sarrau. Tutto si armonizza con questa ipotesi, ntrasta l'ipotesi contraria.

ARD H. *Sulla scarica disruttiva negli elettroliti* (pp. 927- In questa Nota l'A. descrive un processo generale sem- no mediante il quale, secondo l'A., si ottengono infallibil-

mente scintille negli elettroliti, senza ricorrere a mezzi m
potenti.

Il metodo si basa essenzialmente nel ridurre, per quant
possibile, le due superfici dei conduttori metallici tra le qual
cerca di far passare la scarica sotto forma di scintilla nel liqu
e nell' impiegare uno dei modi noti della scarica dinamica.

TISSOT C. *Sulla scintilla dell' eccitatore di Hertz* (pp. 929-9
— Dopo avere notato come il dispositivo del Blondlot si pr
assai bene nella telegrafia senza fili, l'A. rileva che esso prese
tra gli altri vantaggi, quello di dare periodi ben determinat
facilmente variabili a volontà.

L'A. ha determinato questi periodi mediante lo specchio
tante e il dispositivo sperimentale già descritto precedenteme

L' esame micrometrico dalle prove ottenute ha mostrato
le immagini delle scintille successive non sono rigorosam
equidistanti, e che il primo intervallo è sempre più grande d
altri. Secondo l'A., tale intervallo dipende dalla distanza esplo
e aumenta con essa.

CURIE P. e DEBIERNE A. *Sulla radioattività indotta provo
dai sali di radio* (pp. 931-934). — Provocando la radio-atti
indotta mediante una soluzione acquosa di sali di radio, anz
col radio solido, si ottengono effetti più regolari e insieme
intensi. I diversi corpi solidi acquistano la stessa attività ind
quando siano posti nelle stesse condizioni, in uno stesso sp
attivante. Il loro raggiamento, al pari di quello del sale di r
stesso, si compone di raggi deviabili e non deviabili in un ca
magnetico.

Esperienze eseguite dagli A. mostrano che l' attività ind
è indipendente dalla pressione e dalla natura del gas che es
nello spazio attivante, e dipende essenzialmente dallo spazio
bero esistente davanti ai corpi resi attivi. Così i tubi di
stesso recipiente di vetro sono tanto più luminosi e radioat
quanto più sono larghi, mentre le pareti delle parti di fo
identica hanno la stessa attività. L' attività limite infine dipe
solamente dalla quantità di radio adoprato allo stato di soluzi
e aumenta in un dato recipiente all' aumentare della soluzi
attivante.

HEMPTINNE (DE) A. *Influenza delle sostanze radioattive s
luminescenza dei gas* (pp. 934-935). — L' A. ha mostrato a
volta che un gas, che diventa luminoso a una certa pressi
sotto l' influenza di vibrazioni elettriche, diventa luminoso a
pressione più alta, quando si sottopone nello stesso tempo al

dei raggi X, e i fenomeni aumentano d' intensità col peso
colare del gas.
Simili risultati l'A. ha ottenuto colle sostanze radioattive.
BERTHELOT. *Studi sul radio* (pp. 973-976). — L'A. ha pro-
to le sue prove chimiche sul radio, studiando la decomposi-
dell' anidride iodica sotto l' influenza di esso, e ricercando
portanza della fosforescenza e l' ordine di grandezza dell'ener-
messa in giuoco per l' intervento del nuovo elemento.
Circa la prima parte l'A. ha constatato che la decomposi-
dell' anidride iodica non è divenuta manifesta che sotto
uenza del radio, esercitata senza l' intermediario di carta
cioè nelle condizioni in cui si manifesta la fosforescenza
miscuglio. L'A. osserva quindi che le radiazioni che produ-
quella fosforescenza, per conseguenza di una doppia trasfor-
one di energia, hanno un' importanza caratteristica.
Circa la seconda quistione l'A. tenendo conto che, secondo
e Becquerel, l' energia raggiata da uno strato di materia
attiva, di 2 mm. di spessore in un centimetro quadrato di
ficie, vale 5 unità C. G. S. di energia per secondo, mentre
unità assolute di tal genere valgono 0,2394 grammi-calorie,
rovato riferendo que' numeri alla natura, alla superficie, allo
ore messo in giuoco e alla durata dell' esperienza, che la
di iodio messo in libertà, per la decomposizione endotermica
acido iodico, si elevava al più a $^1/_{200}$ di milligrammo. Valore
o che corrisponde all' ordine di piccolezza dei fenomeni da
sservati.
BECQUEREL H. *Sulla radioattività dell' uranio* (pp. 977-980).
opo avere mostrato per una serie di considerazioni che è da
dersi l'idea che l'attività dell'uranio sia dovuta a una piccola
tità di un corpo attivissimo, mentre l' uranio puro sarebbe
vo, l'A. spiega il fenomeno presentato dai corpi di riprendere
vità temporaneamente indebolita, colla seguente ipotesi, non
astante del resto colla maggior parte dei fatti finora osservati.
Conformemente a una ipotesi del Thomson, vi sarebbero due
e di particelle di grossezza diversa, le une circa mille volte
piccole delle altre; separandosi, le più piccole porterebbero
he negative e acquisterebbero velocità enormi che permette-
ero loro di attraversare i corpi; le altre più grosse, le cui
e sarebbero dell'ordine di quelle degli ioni elettrolitici, sa-
ero animate da velocità molto minori: esse non traversereb-
i corpi e si comporterebbero come una specie di gas, for-
e su tutti i corpi, eccettuati quelli elettrizzati positivamente,
eposito materiale che spiegherebbe i fenomeni di radioattività

indotta e l'identità dell'induzione sui diversi corpi solidi, qu
lunque sia la loro natura.

Questo deposito di materia sarebbe capace di dividersi a s
volta in particelle più piccole che traverserebbero il vetro, danc
i raggi deviabili e non deviabili che si osservano colle sostan
indotte, e sarebbe conseguenza di questa suddivisione molecola
il fatto che la radioattività indotta si dissipa, anche attraverso
un inviluppo di vetro.

L'A. osserva ancora che si potrebbe invocare il fenome
della messa in libertà degli ioni di una parte delle molecole nel
dissoluzioni per renderci conto dell'aumento del potere indutto
di alcuni corpi affini quando essi sono disciolti.

Conclude infine che non si può assimilare a un gas ordinai
l'emanazione che produce la radioattività indotta, perchè, secon
le esperienze del Curie, l'equilibrio che si stabilisce in un re
piente chiuso tra la materia attiva e le pareti indotte è funzio
della quantità di materia attiva, e non presenta il fenomeno ar
logo alla tensione massima di un vapore.

D'ARSONVAL. *Produzione e mantenimento di basse tempei
ture* (pp. 980-983). — Per ottenere una temperatura di — 60° l'
consiglia di adoperare cloruro di metile, posto in un vaso da pi
allo scopo di evitare la necessità di soffiare nel liquido.

Con neve di acido carbonico e acetone, raffreddato prima,
può raggiungere la temperatura di — 115°. Alla neve di aci
carbonico si può sostituire neve di acetilene, che si evapora anc
più lentamente di essa e a una temperatura più bassa.

Per discendere infine al disotto di — 115°, bisogna ricorre
all'aria liquida, colla quale è possibile ottenere e mantenere
stanti tutte le temperature al disotto della temperatura ambien
Per ottenere quest'ultimo scopo l'A. indica il seguente metodo
lui adottato.

Bisogna prendere un vaso impermeabile al calore e porvi
bagno incongelabile alle più basse temperature. Come vaso l'
utilizza i vasi d'argento a due pareti, fra le quali si fa il vuo
che l'A. ha già descritti in una sua Nota del 1898. Come bag
liquido adopra l'etere di petrolio o gazolina del commercio.

Per raffreddare il bagno al grado voluto, basta disporre a
sua parte superiore un piccolo vaso metallico anulare (o una se
plice spira di serpentino di stagno) nel quale si lascia cad
l'aria liquida goccia a goccia. Per questo l'A. chiude una cara
di vetro argentato, contenente aria liquida, con un tappo a d
fori, in uno dei quali passa un tubo che s'immerge nel liqui
e nell'altro un tubo corto portante all'esterno un pezzetto

houc, che si può stringere più o meno con una pinza
.

hiudendo completamente il caoutchouc, l'aria gassosa che si
continuamente nella caraffa, esercita una pressione sul li-
che scola violentemente attraverso il lungo tubo: aprendolo
più o meno si regola la caduta dell' aria liquida e quindi
nperatura del bagno di gazolina.

IOUREAUX T. *Influenza delle correnti* **vagabonde** *sul campo
etico terrestre, all'osservatorio del Parco S. Mauro* (pp. 999-
. — Non ostante le modificazioni apportate dall' A. agli ap-
hi delle variazioni magnetiche, allo scopo di attenuare l'in-
a delle correnti vagabonde sulle curve di declinazione e
componente orizzontale, l'esame di queste curve ha mostrato
e esse possono essere ridotte a una finezza relativa coll' im-
di smorzatori, il campo terrestre è nondimeno turbato allo
vatorio del Parco S. Mauro dopo l' impianto dei tramways
ici, e le perturbazioni si manifestano non soltanto sulla
ione diurna, ma ancora sul valore assoluto degli elementi
etici.

TOMMASINA T. *Sulla ascoltazione dei temporali lontani e sullo
della variazione diurna dell'elettricità atmosferica* (pp. 1001-
. — L'A. ha eseguito una nuova serie di osservazioni di
rali lontani per mezzo dell' elettroradiofono, i cui risultati
stati identici a quelli già pubblicati nella sua Nota del 26
nbre 1900.

Per queste osservazioni ha impiegato lo stesso dispositivo già
itto, salvo l'isolamento delle estremità delle antenne, per il
ha adottato tre isolatori dello stesso tipo degli isolatori di
art, uno dei quali era piazzato nella casa, dove venivano a
nare i tre fili dell'antenna. Con tale dispositivo l' A. ha po-
constatare durante un temporale che si avanzava, che *alcuni
i sembrano dovuti a scariche non oscillanti.*

Avendo in seguito prolungato di 120ᵐ l'antenna centrale, ha
o ascoltare temporali alla distanza di 200 km. e uno, sul
alla distanza di 400 km. Questa grande distanza, a cui
no essere percepiti i temporali, era stata già constatata dal
Boggio Lera all'osservatorio meteorologico di Catania.

Circa la variazione diurna della elettricità atmosferica, l' A.
nstatato i due massimi del mattino e della sera, il primo
meno accentuato del secondo. Inoltre in queste osservazioni,
hè in numero molto limitato, ha riconosciuto *una diminuzione
ressiva dell'intensità del massimo del mattino con tendenza a*

sparire per formare una sola oscillazione avente il suo nelle prime ore della notte.

L' A. infine rileva che un elettroradiofono senza pila municazione per uno dei serrafili a una messa a terra, stabilirsi, e per l' altro collegato con un filo di allumi cervo volante, costituisce un dispositivo ben semplice p scursioni, specialmente in montagna, allo scopo di studia riazioni diurne del potenziale elettrico della atmosfera.

CARVALLO E. *Leggi dell'energia elettrica* (pp. 1195-1 Dopo avere mostrato nella sua Nota precedente che si ot risultato falso se si calcolano i fenomeni elettrodinamic dalla ruota di Barlow per mezzo delle equazioni di Lagr condo le idee di Maxwell, l'A. osserva che le forze ele miche e le forze elettromotrici d'induzione, considerate co d'energia, sono dedotte da Maxwell dalle equazioni di L e che egli non ne dà in alcuna parte una espressione su mente corretta e generale. L'A. torna perciò su questo so comincia dall'esame critico dei due seguenti enunciati di modificati nella forma, ma rispettati nella sostanza.

1.° Un elemento conduttore a tre dimensioni, dove rente è p e l'induzione magnetica a, subisce una forza motrice che, riferita all' unità di volume, è rappresenta stesso vettore $[| p a]$ che rappresenta il parallelogrammo sui vettori p e a.

2.° La f. e. m. indotta in un circuito conduttore, e mobile, è la derivata cambiata di segno del flusso dell'i magnetica a che traversa il circuito mobile.

L'A. osserva che nel primo enunciato, Maxwell comp ruota di Barlow; la forza elettrodinamica è attaccata al co non alla corrente, di guisa che essa sposta la ruota, non rente. Quanto al secondo enunciato, esso è esatto per i co filiformi, ma confonde due parti essenzialmente distinte e. m., di guisa che esso diventa difettoso nel caso della Barlow. La prima parte è dovuta al movimento del con *questa è l'integrale, lungo il circuito, del vettore* $[x' \alpha]$ *che senta l'area del parallelogrammo costruito sulla velocità* x' *duttore e il campo magnetico* α. La seconda parte della è dovuta alle variazioni magnetiche del campo: *questa è cità di variazione, cambiata di segno, del flusso della i magnetica* a *limitato dal circuito considerato come fisso.* L di queste due parti rappresenta nei due casi, la f. e. m. nel circuito, sia esso filiforme o contenga la ruota di

esperienza di Barlow l'A. deduce quindi i tre enunciati
ti:

1.° Un elemento conduttore non magnetico, dove la corrente
il campo magnetico $\mathfrak{z}$, subisce una forza elettrodinamica
sentata dal vettore $|[p\, \mathfrak{z}]$.

2.° Un elemento conduttore, non magnetico e in movimento,
a velocità è x' e il campo magnetico è $\mathfrak{z}$, è la sede di una
n. di induzione rappresentata dal vettore $|[x'\, \mathfrak{z}]$.

3.° La f. e. m. d'induzione in un contorno chiuso è la
di due termini, da una parte l'integrale del vettore $|[x\, \mathfrak{z}]$
il contorno, dall'altra parte la derivata cambiata di segno
sso della induzione magnetica a che traversa il contorno
to fisso.

rca quello che diventano queste leggi quando si conside-
sostanze conduttrici magnetiche, dielettriche, elettrolitiche,
leva che **Maxwell** ha divinato che, allora, il vettore d'in-
e magnetica a rimpiazza il campo magnetico $\mathfrak{z}$; la corrente
n rimpiazza la corrente di conduzione p.

opo avere citato alcune verificazioni sperimentali, l'A. con-
domandandosi come ha potuto Maxwell dalle equazioni di
nge dedurre le leggi della ruota di Barlow, incompatibili
se. L'A. lo spiega osservando che egli considera un con-
e filiforme e che le equazioni vi si applicano. Egli trova le
rze $|[p\, \mathfrak{z}]$ e $|[x'\, \mathfrak{z}]$: quindi estende i risultati ai corpi a
mensioni senza guardare che, in questo caso, le equazioni
grange non danno le due forze trovate per i conduttori fili-
L'A. rileva che era importante ciò che egli ha fatto,
nare la legge sperimentale: *Il raggio verticale della ruota
rlow subisce gli stessi effetti di un conduttore filiforme*

HOVERT J. *Su una nuova applicazione di osservazioni otti-
llo studio della diffusione* (pp. 1197-1199). — Allorchè un
luminoso penetra orizzontalmente in un vaso parallelepi-
dove siano sovrapposte due soluzioni diversamente concen-
di uno stesso sale, esso è deviato dalla parte della concen-
ne più forte, e la sua deviazione è proporzionale alla derivata
nso verticale dell'indice di rifrazione della soluzione attra-
a. La misura di questa deviazione è dunque proporzionale
ilmente alla derivata della concentrazione.

'A. ha applicato l'osservazione di queste deviazioni alla ve-
delle leggi della diffusione, e alla determinazione delle co-
di diffusione. In questa Nota indica le considerazioni teo-
verificate dalla osservazione, da cui è partito e si riserva

di esporre il modo sperimentale tenuto e i principali risulta
avuti in una Nota successiva.

PELLAT H. *Contributo allo studio dei tubi Geissler in un camp
magnetico* (pp. 1200-1202). — Nelle sue esperienze l'A. si è se
vito di tre tubi cilindrici, lunghi circa un metro e del diamet
esterno di 17 mm., provvisti di grossi elettrodi in alluminio. U
di essi conteneva vapori di alcool o di etere e dava belle strat
ficazioni: un secondo non conteneva che ossigeno rarefatto: il terz
che dava pure bellissime stratificazioni, conteneva idrogeno m
scolato a un po' di azoto.

Il campo magnetico era prodotto da un'elettrocalamita Weis

Piazzando uno qualunque di questi tubi tra i poli della ele
trocalamita in modo che la sua direzione fosse normale al camp
magnetico, l'A. ha osservato il fenomeno già noto per cui la lu
anodica si riduce a un minuto filamento attaccato alla parete d
tubo, nella parte dove il campo è intenso. Ha osservato di p
che, nello stesso tempo, si vedono le stratificazioni restringer
nella parte sottoposta al campo, e tanto più quanto più esso è i
tenso. Mentre inoltre il campo aumenta e le stratificazioni si a
cumulano dalla parte dove esso è più intenso, nuove stratificazio
sembrano sfuggire dall'anodo: dal lato del catodo, al contrario,
stratificazioni restano immobili.

In pari tempo l'A. ha constatato che le stratificazioni norma
all'asse del tubo, nelle parti non sottoposte all'azione del camp
diventano oblique all'asse nel campo e tanto più quanto più es
è intenso, senza tuttavia che tale inclinazione superi 45°. Il sen
di tale inclinazione rimane lo stesso, invertendo il senso del
scarica nel tubo, ma cambia se si inverte il senso del campo m
gnetico.

Il fenomeno si produce bene tanto in un campo uniforme c
in un campo non uniforme, in un campo costante che in un cam
variabile, e i campi più convenienti per osservarlo variano f
90 e 170 unità C. G. S.

Un altro fenomeno interessante è stato osservato dall'A. pia
zando il tubo nei fori delle espansioni polari, costruite per le
sperienze di polarizzazione rotatoria. Producendo in questo ca
un campo intenso (2500 a 3000 unità C. G. S.) ha constatato c
il fascio anodico diminuisce di diametro e non occupa che cir
un terzo della sezione del tubo secondo l'asse, in modo che n
tocca più le pareti del tubo.

Dopo avere detto le cause per cui gli sembra difficile spi
gare questo fenomeno per un'azione elettromagnetica, l'A. n
vede come possibile che un'azione semplicemente magnetica. Do

uindi rilevato che i gas, se magnetici, devono condensarsi
rti di massima intensità del campo, e, se diamagnetici,
rti di minima intensità, l'A., osservando che se il feno-
facilmente spiegabile per un gas magnetico, come l'ossi-
n lo è del pari per gli altri gas, come l'idrogeno, si do-
e si deve ammettere che tutti i gas da lui studiati,
o l'idrogeno, siano magnetici quando sono illuminati dalla

IPAN P. *Potere raffreddante e conduttibilità dell' aria* (pp.
)4). — L'A. ha determinato le velocità di raffreddamento.
sfera di rame annerita di 2 cm. di diametro, piazzata al
i un pallone di vetro nel quale era introdotta aria secca,
oni diverse col metodo e col dispositivo indicato nella sua
ecedente.

ong e Petit hanno dato pel fattore di raffreddamento do-
'aria l'espressione $np^c t^b$, p essendo la pressione, t l'eccesso
eratura del corpo sull'ambiente, n una costante per uno
orpo.

. ha determinato i valori di c e b nel caso di due reci-
iversi, con un pallone di 16 cm., poi con un pallone di
diametro.

primo caso l' A. ha trovato $b = 1{,}232$, $c = 0{,}45$, valori
a quelli dati da Dulong e Petit, finchè la pressione è in-
15 mm. Per pressioni inferiori e decrescenti, entrambi
alori aumentano.

pallone di 8cm,3 per pressioni superiori a 50 mm., i
rovati per b e c sono più piccoli, essendo $b = 1{,}154$,
, ma costanti, al contrario di quanto ha concluso Desains.
. quindi rilevando che, allorchè la velocità v_1 diventa in-
nte dalla pressione, si ammette che le correnti di conve-
n abbiano più luogo e che il raffreddamento dell'aria sia
lla sua conduttibilità, ha calcolato la conduttibilità K_0
a zero, come pure il suo coefficiente di temperatura γ,
do da quelle velocità v_1 le velocità v_2, dovute al raggia-
Per la conduttibilità infatti K a t gradi ha:

$$K = \frac{P c e}{t \cdot S} (v_1 - v_2),$$

è il peso della sfera $= 38^{gr},539$; c calore specifico del
sso $= 0{,}0968$; e spessore dello strato gassoso $= 3^{cm},15$;
icie della sfera.

. ha per tal modo trovato che, da 300° a 0°, i valori di
sensibilmente rappresentati da una retta che dà, per la

conduttibilità a 0°, $K_0 = 0{,}0000479$ e, per coefficiente di te ratura, $\gamma = 0{,}00130$.

Questo valore di K_0 è identico a quello trovato da alt sici, mentre quello di γ è più piccolo: esso mostra che, in sto caso, si ha conformemente alla teoria di Clausius, $\frac{\text{I}}{\text{I}}$

$$= \sqrt{\frac{T_1}{T_0}}.$$

Baudin L. *Su un termometro a etere di petrolio* (p. — Dopo avere notato come l'etere di petrolio impiegato cou stanza termometrica dal Kohlrausch e dal Holborn non sempre limpido alle basse temperature dell'aria liquida, l'A munica di avere impiegato allo stesso scopo con successo un di petrolio più leggero di quello del Kohlrausch e di una de di 0,647 a + 15°, che è restato incongelato e perfettamente sparente nell'aria liquida.

Guye A. e Mallet E. *Costanti critiche e complessità colare di idrocarburi elevati* (pp. 1287-1290). — Dopo aver ril l'importanza che presenta la determinazione sperimentale costanti critiche per lo sviluppo della teoria generale dei f gli A. riportano in questa Nota i risultati ottenuti da nuov sure di costanti critiche, che hanno eseguite, scegliendo a renza corpi appartenenti a gruppi chimici diversi da quelli diati fin qui dagli altri sperimentatori, e, fra quelli com alcuni a temperature critiche elevate.

Nella seguente tabella sono riferiti i risultati relativi a cuni idrocarburi aromatici complessi, i cui primi termini so stati studiati dal Young e Altschül.

Nome e formola		Tc	pc	Kc	$a_1 \times 10^8$	$b_1 \times 10^5$	$a \times 10^{-}$
Durena	$C^6H^2(CH^3)^4$.	675,5	28,6	23,62	1046,0	116,4	45,3
Difenilmet.	$(C^6H^5)^2CH^2$.	770,0	28,2	27,30	1419,0	136,5	38,2
Bifenile	$C^6H^5-C^6H^5$.	768,6	31,8	24,17	1224,0	119,4	52,8
Naftalina	$C^{10}H^8$.	741,2	39,2	18,89	886,6	91,49	39,7

Le temperature critiche sono contate dallo zero assolut pressioni critiche p_c sono espresse in atmosfere riportate a nometro assoluto.

Per mezzo dei dati critici sperimentali sono stati calco valori delle costanti dell'equazione di stato sotto la forma ch

$$\left(p + \frac{a}{v_2}\right)(v - b) = \text{R T}.$$

quantità a_1 e b_1 si riferiscono all'equazione riferita al vo- unità; a e b alla molecola-gramma nel sistema centime- atmosfera.

caratterizzare poi la complessità molecolare dei detti nella fase liquida e nella fase vapore fino al punto cri- A. hanno considerato le quantità seguenti:

° Il rapporto della rifrazione molecolare $M R = \frac{n^2-1}{n^2+2} \frac{M}{\alpha}$ ciente critico $K_c = \frac{T_c}{p_c}$.

° Il rapporto della densità critica reale D_c alla densità eorica D.

° La costante $f = \frac{\log p_c - \log p}{T_c - T}$. T, espressione nella e p_c rappresentano gli elementi critici, T la tempera- ebullizione sotto la pressione ordinaria p, prossima a

lori trovati dagli A. per questi tre elementi sono i se-

	M R : K^c	Dc : D	f
urena	1,86	4,09	3,17
ifenilmetano	1,96	4,08	3,29
ifenile	2,05	4,26	3,27
aftalina	2,22	3,88	3,13

o avere quindi rilevate alcune regole semplici, secondo le conoscenza di que' tre elementi è sufficiente per stabilire, qualitativamente, se un fluido è polimerizzato o no allo tico, e, al disotto di questa temperatura, nella fase liquido fase vapore, gli A. concludono che gli idrocarburi da loro devono considerarsi come fluidi normali, la cui grandezza re è ben rappresentata dai loro pesi molecolari usuali M, nto di ebullizione e il punto critico, tanto nella fase li- e nella fase vapore e fino allo stato critico.

A. rilevano che queste conclusioni sono la conferma e la zzazione di ciò che è stato stabilito antecedentemente, ma e per intervalli di temperatura limitati, per mezzo della di vapore degli idrocarburi, in generale, in quanto ri- a fase vapore e, più recentemente, per mezzo della mi- le ascensioni capillari in ciò che riguarda la fase liquido.

VALLO E. *Estensione delle due leggi del Kirchhoff* (pp. 3). — Le due leggi generali, a cui giunge l'A. e che non l'estensione delle due leggi del Kirchhoff, sono:

1.ª *Il flusso della corrente totale attraverso*
chiusa è nullo.

2.ª *La forza elettromotrice che regna in ogn*
è nulla.

NICOLAIÈVE (DE) W. *Su una nuova reazione*
trostatici e gli isolatori (pp. 1293-1295). — Nel cam
che l'A. ha mostrato esistere in seno agli elettro
passaggio della corrente, i tubi del campo coincid
della corrente: le materie isolanti, che sono die
tubi del campo ordinario, si comportano negli elet
stanze dielettriche perfette, cioè sprovviste di pe
trica.

L'A. quindi riporta una serie di esperienze p
zione che si esercita fra le sostanze isolanti e i tu

TOMMASINA T. *Sull'esistenza di raggi che sub*
sione, nel raggiamento emesso da un miscuglio di
e di bario pp. (1299-1301). — L'A. crede di poter
esistenza di raggi che subiscono la riflessione, r
emesso da un miscuglio di clorari di radio e di
sta Nota descrive il dispositivo impiegato e le esp
per arrivare a tale conclusione.

GOUY. *Sui massimi elettrocapillari di alcuni c*
(pp. 1301-1303). — Col dispositivo già descritto i
cedente Nota [1]) l'A. ha studiato alcune soluzioni c
nell'acqua pura, e diversi liquidi organici non co
cole quantità di acqua.

Per i primi l'A. ha trovato che la depression
rapidamente della concentrazione: essa le è press
nale per i corpi poco attivi, come l'alcool metili
la concentrazione, la depressione cresce sempre n
quantità di acqua hanno poco effetto.

Con i corpi quasi anidri l'A. ha trovato che
frontato con quello dell'acqua, è in generale tanto
più questi corpi sono attivi in soluzioni diluite: r
da un corpo a un altro è, in questo caso, minore
zioni diluite.

Drude's Annalen, Vol. 5º, N.i 6 e 7,

VOIGT W. *Intorno ai parametri della fisica c*
grandezze direttive d'ordine elevato (pp. 241-276).
dei cristalli viene mostrato come il comportament

1) C. R., 23 luglio 1900.

r ciascuno dei colori sia determinabile per mezzo di tre
ze normali l'una all'altra, ciò che talvolta è stato espresso
che codesto comportamento (per i corpi non attivi) sia
zzato da tre *vettori* fra loro normali. Siccome però tali
ze, al contrario dei vettori, sono dotate di proprietà uguali
irezioni opposte, analogamente a certe grandezze dell'ela-
'A. aveva già proposto di designarle col nome di *tensori*.
questa Memoria l'A., prendendo le mosse dal fatto che le
nti dei vettori ordinari si trasformano come le coordina-
chè le componenti dei sistemi tripli di tensori sono tra-
li nel modo stesso dei quadrati e prodotti di coordinate,
come componenti ortogonali di un sistema di gran-
irettive di ordine n^{mo} le $\frac{1}{2}(n+1)(n+2)$ funzioni tra-
tisi come i prodotti resi ortogonali in grazia di appositi
umerici di n coordinate ciascuno, il cui numero è pure
a $\frac{1}{2}(n+1)(n+2)$. I vettori in questo modo si presen-
ne grandezze direttive di primo, i tensori di secondo ordine.
rametri della fisica dei cristalli, ad eccezione di qualche
poca importanza, risultano riducibili a delle grandezze
d'ordine primo a quarto, molti fenomeni esigendo da
di una specie. Le grandezze rispettive sono spesse volte
ili di una interpretazione fisica diretta.

ENBACH A. *Sulla variazione della conduttività delle solu-
line nell'acido solforoso liquido colla temperatura fino al
l punto critico. Conduzione elettrolitica nei gaz e vapori.
l'assorbimento delle soluzioni di ioduri* (pp. 276-313). —
le misure qui riferite, trae la conclusione che le solu-
line nell'acido solforoso liquido perfettamente puro siano
ttroliti e si comportino come tali, se si viene a riscal-
vaso chiuso fin oltre la temperatura d'ebollizione asso-
li soluzioni gazzose compresse sono pertanto dotate della
di condurre l'elettricità per mezzo di ioni, ciò che viene
to dall'esistenza di polarizzazione. I vapori sovrascaldati
di sopra delle soluzioni si comportano nello stesso modo.
ienti di temperatura nell'intervallo studiato (20°—160° C.)
negativi (salvo per l'ioduro di potassio, il quale mostra
mo di conduttività in vicinanza di 90°) crescenti rapida-
erso la temperatura critica, al di sopra della quale tor-
iminuire. Dall'andamento delle curve di conduttività si
adunque la temperatura critica dall'esistenza d'un mas-
curvatura, senza però che vi sia discontinuità di sorta.

Per le soluzioni qui studiate l' equazione
$\lambda = A e^{-bt} (1 + at)$ non è applicabile fino a tem
alla critica. Determinando la conduttività dei
trova un massimo alla temperatura critica.

Alcune esperienze tentate colle soluzioni acq
l' impossibilità di misure esatte a cagione della
del vetro ad alta temperatura. Per una soluzione
fu trovato un massimo di conduttività al di sotto

SCHILLER N. *Il concetto della circolazion
base del secondo principio della termodinamica* (
L'A. designa col nome di parametro termico ogn
cambiamenti siano in qualche relazione funzionale
di temperatura del corpo. Se poi i cambiamenti d
corpo sono collegati a quelli d' un altro corpo d
zione funzionale, cosicchè lo stato termico d' un
quello d' un altro, si dice che entrambi sono i
circolazione termica (thermischer Verkehr) fra lo

Partendo da questo concetto l'A. sviluppa le
mentali della termodinamica, senza ricorrere im
quella di quantità di calore.

SCHILLER N. *Contributo alla termodinamica
sature* (pp. 326-349). — L'A. considera qui il
mentale della termodinamica applicandolo a due
le componenti di una soluzione entrano nella ste
versibile o ne escono in modo analogo, essendo l
sta all' azione d' una pressione esterna variabile
diata la questione che si presenta intorno all' infl
sione esterna: Nel caso d' un solo corpo disciolto
è determinata dalla pressione esterna, salvo alcuni
ove avviene separazione per effetto della pressio
due liquidi solventisi scambievolmente formano
ture separate fra loro, l' effetto della pressione
dalle quantità relative dei due corpi.

SCHUMANN U. *Sopra un procedimento perfez
rare lastre sensibili ai raggi ultravioletti* (pp. 349
come la sensibilità e intensità delle lastre asciut
diminuisca fin dalla lunghezza d' onda 250 $\mu\mu$
brevi. L'A. ha altravolta spiegato questo fatto c
insufficiente della gelatina. Siccome però il bro
sia puro sia mescolato con piccole quantità
privo di quella proprietà, l'A. aveva già indicato
basato sui fatti sovraccennati per preparare delle
ai raggi ultravioletti, il quale nella forma perfe

siste dei processi seguenti: Preparata e coagulata una
ne di gelatina al bromuro d'argento contenente molto ar-
ssa viene lavata, infusa in molta acqua, filtrata e versata
e di vetro ben livellate, sulle quali viene a deporsi il bro-
argento. Versata via l'emulsione mezz'ora dopo, lo strato
i bromuro d'argento rimanente sulla lastra secca rapida-
Studiato il comportamento spettrale di codeste lastre, l'A.
intorno alle possibili applicazioni del suo procedimento
ttroscopia.

AETZ L. *Su di una rappresentazione meccanica dei feno-
ettrici e magnetici nei corpi in quiete* (pp. 375-394). —
nsidera l'etere d'accordo colle antiche teorie come un
mportantesi al modo di un corpo elastico solido, ascrivendo-
roprietà dategli da Fresnel e Neumann. Nei corpi pondera-
tere subisce dalle molecole che contiene un effetto definito
tandosi come forza antagonista, venendo quella forza con-
nello stato spostato dell'etere e della molecola. Allor-
lla forza esercitata dalla molecola risulta un cambia-
ocale della dilatazione dell'etere, la forza antagonista pro-
o spostamento della molecola relativamente all'etere pa-
spostato. La forza or ora definita si manifesta come
ettrostatica, e le parti del corpo, nelle quali un siffatto
siste in modo permanente, sono gli ioni. Coll'ipotesi di
ffetto reciproco l'A. ottiene pel moto dell'etere intramole-
e equazioni del Maxwell, essendo le polarizzazioni ma-
definite dalle torsioni dell'elemento etereo, allorchè le
ettriche, ad eccezione di quelle elettrostatiche, sono rap-
ate dalle velocità delle particelle eteree. L'energia ma-
d'un corpo è l'energia potenziale dell'etere contenutovi,
elettrica componendosi di due parti, l'energia cinetica del-
e l'energia potenziale della materia ponderabile, essendo
ltima l'energia elettrostatica del corpo. In questa teoria
netismo che è detto magnetismo vero non spetta veruna im-
a, potendosi le proprietà magnetiche interpretare per mezzo
tesi di apposite torsioni molecolari. Ciò che si chiama elet-
vera consiste nella quantità maggiore o minore d'etere con-
da un volume dilatato o compresso, comparata con quella
. La corrente elettrica nella teoria sviluppata dall'A. con-
lla trasformazione del moto rettilineo delle molecole in moto
, essendo la conduttività elettrica intimamente collegata alla
ività termica e all'attrito interno. Gli stati variabili che si
tano nei fenomeni d'induzione, nelle vibrazioni di Hertz e
le luminose vengono spiegati come fenomeni elastici del-

l' etere intramolecolare. Siccome secondo i concetti di quest
ria l' etere d' ogni molecola è collegato alla molecola stess
vi può essere movimento affatto indipendente sia d' etere
materia, potendosi i fenomeni elettrici e magnetici nei co
moto spiegare senz' altro colle ipotesi introdotte. Onde poi sp
i fenomeni di dispersione, l'A. propone certe ipotesi addizion
torno all'effetto scambievole dell'etere e della materia, deduce
subito la teoria della dispersione data dall' Helmholtz.

Questa teoria rappresenta in modo assai semplice i fat
damentali dell' elettricità e del magnetismo dei corpi isotro

HEYDWEILLER A. *Sopra cambiamenti di peso nelle tr
mazioni chimiche e fisiche* (pp. 394-421). — L'A., ripetend
le esperienze del Landolt (*Zeitschr. Phys. Chem.* 12, p. 1,
in tre casi soltanto costata cambiamenti notevoli di peso es
le differenze osservate nei casi rimanenti a pena, se mai,
riori ai possibili errori. Nei casi sopradetti, al pari delle os
zioni di altri sperimentatori, quasi sempre vi è diminuzio
peso, ciò che significherebbe una diminuzione dell' energia e
libera, la quale forse potrebbe venir misurata con apparecc
lorimetrici molto sensibili.

L'A. non trova relazioni definite fra quei fenomeni
proprietà fisiche, essendo il solo fatto comune a tutti i ca
qui studiati la presenza di ioni di H e di O H in quantità
voli, non essendo però questa una condizione sufficiente pei
meni in proposito.

WIEN W. *Ricerche intorno alla scarica elettrica nei ga
refatti* - II (pp. 421-436). — Mentre numerose ricerche
confermato le vedute esposte dall'A. in un articolo prece
intorno al meccanismo delle scariche elettriche nel caso dei
catodici (negativi), il comportamento dei raggi positivi (i «
strahlen » del Goldstein) è fin qui stato meno studiato, no
stendo finora pel rapporto fra massa e carica e per la ve
altre misure che quelle altravolta eseguite dall'A. col mezzo
deviazione magnetica.

Onde accertare la natura di quei raggi, l'A. intraprend
nuove ricerche con un apparecchio poco modificato, traend
risultati la conclusione che anche quei raggi non siano cos
dagli ordinari atomi chimici.

CHRISTIANSEN C. *Ricerca sperimentale sull' influenza
capillarità sulla velocità di efflusso dei liquidi* (pp. 436-44
Avendo l'A. costatato che la velocità di efflusso dell' acq
un tubo terminato da punta capillare, al crescere dell' altez
caduta, aumenta dapprima, decresce poi leggermente fino a

l un minimo corrispondente all'altezza di 13 cm. per rico-
e a crescere in modo di più in più rapido, con un appo-
parecchio, mostra come la velocità di efflusso nell'acqua sia
superiore a quella osservata nell'aria per la stessa altezza
ta. Siccome queste due esperienze mettono in evidenza
nza della capillarità, l'A. tenta di valersene per misurare
one superficiale in condizioni variabili, senza però otte-
sultati d'utilità pratica. Da ultimo applica con maggior
o il suo metodo allo studio dei fenomeni elettrocapillari.

IMM C. *Contributi alla conoscenza delle proprietà fisiche
pecchi argentati* (pp. 448-479). — L'argento deposto in tutti
dimenti d'argentatura è costituito da una mescolanza di
molecolare e argento normale, formando il primo essen-
te lo strato contiguo all'oggetto argentato. Siccome l'ar-
nolecolare ha un comportamento meno metallico, gli specchi
ti di tutti i procedimenti, almeno se sono bastantemente
sono dotati di una grande resistenza elettrica iniziale; la
za di fasi che avviene nella riflessione è più vicina a quella
ta coi corpi non metallici. Questi specchi non sono poi adatti
re adoprati come coherer, formando sia l'argento molecolare
llo normale uno strato coerente. La diminuzione di resi-
degli specchi argentati è una conseguenza della trasforma-
ella modificazione molecolare in quella normale accelerata
neno da circostanze molto svariate, osservandosi fra l'altro
nza di una diminuzione della pressione, l'azione dell'acqua
a, dell'alcool assoluto, dei gas ossigeno e idrogeno. L'A. ret-
osservazioni di altri, secondo le quali la luce produrrebbe
elerazione molto forte, essendo l'effetto osservato proba-
e dovuto all'azione del calore. L'A. costata infine l'azione
rice non solo del nitrato d'argento, ma pure di tempera-
lto basse come quelle prodotte da una miscela d'acido
co solido e d'etere.

ESIOLOSKI GAWIN V. v. *Sopra una nuova esperienza di di-*
(pp. 479-483). — L'A. descrive qui un apparecchio co-
da W. Kress fin dal 1882, senza conoscere l'apparecchio
merell, col quale si può eseguire l'esperienza da quest'ul-
portata nel vol. 133 (p. 510) degli *Annali* di Poggendorf.
pparecchio venne usato nella costruzione d'una nave spinta
rrente non solo in direzione opposta ma nella stessa di-
della corrente con velocità superiori a quest'ultima.

WEIDLER E. v. *Sul comportamento dei dielettrici liquidi al
io della corrente elettrica* - II (pp. 483-487). — L'A. ripete
roprie esperienze, eseguite sul toluolo, su di alcuni altri

liquidi poco conduttori, ottenendo dei risultati qualitativamente identici.

BENISCHKE G. *Metodi stroboscopici per determinare il periodo delle correnti alternate* (pp. 487-488). — In questa nota l'A. richiama la priorità d' un metodo descritto dal Samojloff. *(Ann. di Drude,* III, p. 353, 1900).

ASCHKINASS E. e SCHAEFER CL. *Sul passaggio delle onde elettriche attraverso sistemi di risonatori* (pp. 489-501). — La posizione delle bande d' assorbimento delle soluzioni di sostanze dotate di un forte potere assorbente selettivo in vari liquidi scolorati obbedisce alla regola del Kundt, secondo la quale l' intervallo d' assorbimento viene spostato verso l' estremità rossa dello spettro di quantità crescenti al crescere del « potere combinato refrattivo e dispersivo » del dissolvente. Siccome però questa legge non separa l' influenza della dispersione da quella della rifrazione, l'A. studia un caso, ove non vi è più dispersione notevole, cioè quello delle vibrazioni hertziane, traendo dalle misure qui riferite il risultato che il massimo d' assorbimento si sposti al crescere delle costanti dielettriche del mezzo ambiente (quadrati degli indici di rifrazione elettrica) verso le brevi lunghezze dei risonatori di quantità corrispondenti alla legge suaccennata, cosicchè queste misure possono servire per determinare le costanti dielettriche.

WIEN W. *Sulla possibilità di dedurre i principi della meccanica dai fatti elettromagnetici* (pp. 501-514). — Prendendo le mosse dai tentativi del Lorentz di ridurre la gravitazione alle attrazioni elettrostatiche fra gli elementi dei corpi, costituiti da ioni, l'A. studia qui la possibilità di sviluppare i principi della meccanica sulla base dei fatti elettromagnetici, sbozzando i principi d' una meccanica diametralmente opposta a quella dell'Hertz.

WIEDEBURG O. *Intorno al secondo principio della termodinamica* (pp. 514-548). — L'A., esaminando qui alcuni punti oscuri del teorema $\int \frac{dQ}{\vartheta} < 0$, costata che in quella formula ϑ significhi non già la temperatura del corpo medesimo, ma quella della fonte di calore. Mostrato poi come dalla equazione suddetta non risulti necessariamente un incremento dell' entropia nei fenomeni adiabatici irreversibili, ritiene che non pertanto cada la validità di tante deduzioni tratte da quel teorema. Da ultimo formola così il principio in proposito:

« Il passaggio d' una quantità di calore fra due corpi di temperatura differente viene sempre accompagnato da trasformazione scambievole d' una quantità di calore e di una quantità d'energia estranea. Sotto condizioni ideali si può realizzare un tale processo

o reversibile col mezzo del ciclo (di Carnot) di un terzo cosicchè si può avere sia una « caduta » con perdita di sia una « salita » con guadagno di calore.

Nelle condizioni naturali un siffatto processo si prodùce in rreversibile solo nel senso della caduta con perdita di ca- favore di una energia estranea ».

RAUBE F. *Sugli spazi atomici e molecolari* (pp. 548-565). — itiene che sia desiderabile di distinguere nel caso dei li- dei gas non già due, ma tre volumi, cioè: 1° il volume cleo; 2° la costante b, più variabile della prima, ma pro- ale alla stessa in molti casi; 3° il covolume molecolare. re concetti sono necessari per stabilire la perfetta analogia stati gazzoso e liquido. Considerato poi lo stato critico e orto fra le densità di gas e di liquido, mostra come anche stato solido si possa introdurre quei concetti. Da ultimo dei rapporti multipli di volume molto interessanti.

ARMS F. *Sull' uso del calorimetro nelle misure delle vi- i elettriche rapide* (pp. 565-597). — Col mezzo di misure etriche l'A. costata un assorbimento elettrico anomalo per rie di sostanze, potendosi considerare quel fenomeno come ento della conduttività; verifica poi approssimativamente sperimentale una legge trovata teoricamente e secondo la quella conduttività varierebbe col periodo delle vibrazioni. losi della conduttività così determinata, l'A. stabilisce l'or- i grandezza dell' indice d' assorbimento anomalo, col mezzo ormole rappresentanti quell' indice in funzione della con- tà elettrolitica. La diminuzione della resistenza elettrica so delle vibrazioni molto rapide corrispondente alla teoria benow della resistenza delle leghe non si costata ancora curezza per le lunghezze d' onda di 14 m. e di 5 m.

ANSER L. *Intorno all' influenza della pressione sulla visco- ll' acqua* (pp. 597-633). — D' accordo coi risultati di Rönt- Varburg, Sachs e di Cohen, l'A. costata che la viscosità qua sotto l' influenza della pressione viene scemata per ature al di sotto di 32° C. Quell' influenza della pressione isce al crescere della temperatura, fin che in vicinanza alla atura 32° C. il coefficiente d' attrito interno cessa d' essere o da pressioni pure altissime (400 atm.). Al di sopra poi l punto la viscosità viene aumentata sotto l'influenza della ne, risultato ciò affatto nuovo, crescendo l' incremento cor- dente ad una data pressione col crescere della temperatura.

EHMANN H. *Fotografia degli spettri infrarossi dei metalli i* (pp. 633-659). — L'A. impiega per la fotografia degli spet-

tri di diffrazione infrarossi di vapori metallici roventi il sen
lizzatore del Burbank, filtrando la luce e separando gli sp
sovrapposti secondo il metodo di Helmholtz col mezzo d'un
parecchio composto di due prismi. Le misure delle lungh
d'onda di quella parte dello spettro vennero eseguite sovra
nendo le fotografie dello spettro infrarosso di primo ordine
l'elemento da studiare e dello spettro azzurro di secondo or
del ferro. Con questo metodo l'A. osserva nell'infrarosso 5
nuove del rubidio e 9 del cesio. Mentre la maggior parte
linee dei metalli alcalini trovate vengono facilmente inserite
serie di Kayser e Runge, pel rubidio l'A. trova la seconda
secondaria. Alcune fotografie completano questa Memoria.

MATTHIESSEN L. *Contributi alla teoria dei fasci di r curvi e delle loro superficie d'onda* (pp. 659-670). — Sulla t
dei raggi luminosi curvi nei mezzi eterogenei isotropi neces
p. e. per la considerazione della rifrazione atmosferica sono
fatte numerosissime ricerche, alcune delle quali sono di so
pregio. L'A. riporta qui un sunto d'una ricerca del Bern
ove viene dedotta ed integrata l'equazione differenziale d'un
gio luminoso curvo propagantesi attraverso un mezzo dotat
superficie di livello piane e parallele. Prendendo le mosse
quel lavoro poco conosciuto, l'A. studia in seguito l'andam
del complesso di raggi emananti da un punto luminoso attrav
un sistema di superficie di livello concentriche, di densità o
variabile in modo continuo e determina le rispettive super
d'onda.

HEUSE W. *Le scariche oscure nei miscugli gazzosi* (pp.
678). — Avendo le ricerche di vari sperimentatori dato il r
tato che la presenza di quantità piccolissime d'idrogeno o d
trogeno nel vapore di mercurio dei tubi di Geissler si ricon
se mai, difficilmente per via spettrografica, mentre quell
traccie di vapore di mercurio nell'idrogeno o nel nitrogeno
scontra molto facilmente, l'A. affronta qui la questione, in
modo i miscugli gazosi conducano la corrente nella sc
oscura. Costata che la presenza di vapore di mercurio in un
mosfera scema in modo notevole il gradiente di potenziale
luce positiva e comincia a aumentare il gradiente catodico fi
una temperatura intermedia fra 70° e 100°.

HEUSE W. *Le scariche oscure nell'elio* (pp. 678-685). —
costata che l'elio presenta alla pressione di 28,1 mm. press
gli stessi fenomeni di scarica che si osservano in un'atmo
d'idrogeno alla pressione di 3,9 mm., cominciando la strat
zione fin dalla pressione di 5,6 mm. Confrontando fra loro i

i potenziale della luce positiva (non stratificata) nell' elio
uni altri gas, dà la seguente serie ordinata secondo i
i crescenti: mercurio, elio, idrogeno, nitrogeno. Da ultimo
rta una rappresentazione grafica dell' andamento del po-
la quale è molto simile a quella data dal Graham pel
nitrogeno.

INDER L. *Intorno alle osservazioni coi reticoli di diffrazione*
-707). — L'A. confrontando l' effetto della rete a scala
helson con quello della rete concava del Rowland, aveva
sotto l' influenza d' un campo magnetico uno sdoppia-
i ciascuna delle righe del sodio ottenute con quest'ultima,
in tre linee separate, ma in due linee soltanto. Ora an-
a l' azione d' un campo magnetico si può ottenere un ana-
ppiamento, variando l'intensità della sorgente luminosa sotto
ni speciali. L'A., onde rendersi un conto esatto di quei fe-
studia teoricamente la distribuzione dell'energia negli spet-
mettendo poi i risultati al confronto della esperienza.

INECK I. *L' interpretazione fisica di alcuni coefficienti della*
elle vibrazioni infinitesimali (pp. 707-718). — L'A. studia
gnificazione fisica dei coefficienti presentantisi nelle espres-
lle energie cinetica e potenziale della vibrazione totale
stema in coordinate di Lagrange.

ERT H. *Sulle perdite di carica elettrica nell' alta atmosfera*
-725). — L'A. mostra qui, come la velocità di scarica
rpo elettrizzato aumenti in modo considerevole e per ambo
coll' elevazione nell' atmosfera libera. L' unipolarità di
one quasi sempre osservata in prossimità del suolo può
rsi fino a delle altezze di 2000 — 3000 m., ove si costata
icolarmente la prevalenza di elettricità positiva libera.
nomeni dipendono però essenzialmente dai fattori meteo-

NGE C. e PASCHEN F. *Contribuzioni alla conoscenza degli*
di linee (pp. 725-728). — L'A. studiando i « triplets »
ettro di mercurio, trova che quello spettro è affatto ana-
i spettri corrispondenti di calcio, stronzio, zinco, cadmio.

A. GRADENWITZ.

Philosophical Magazine. Serie 6., Vol. 2, 1901.

HERLAND W. *La cagione della struttura degli spettri* (pp.
). — La struttura degli spettri è determinata, secondo
dalle vibrazioni meccaniche degli atomi, considerati come
eformabili, incompressibili, di rigidità finita, in modo che

la loro superficie è la sede di onde stazionarie corrispondent
vibrazioni fondamentali ed alle loro armoniche, sia dalle
zioni degli elettroni che — a guisa di satelliti — girano at
agli atomi.

Le orbite degli elettroni positivi essendo diverse da q
dei negativi, ne resulta un moto relativo, che è la causa d
delle vibrazioni luminose. Attribuendo agli elettroni positivi
gativi velocità angolari diverse lungo una circonferenza, si g
alle formule di Balmer e di Ridberg, la quale ultima condu
ritenere che la velocità angolare fondamentale di tutti gli
troni associati a tutti gli atomi è costante e rappresenta un
quenza di 33×10^{14} al secondo.

Gli spettri dei diversi elementi resulterebbero dovuti
medesima forma di apparato elettrico, cioè a coppie di elet
che attingono la loro energia agli atomi ad internodi diver
in tal modo gli spettri sarebbero una trasformazione cinem
gli uni degli altri.

KENT N. A. *Note sul fenomeno Zeeman* (pp. 275-279). –
che l'A. trova, come già il Reese aveva notato, che per cer
nee dello zinco e del cadmio la separazione delle componen
sterne di un tripletto e di un quadrupletto normale non
proporzionalmente all'intensità del campo magnetico in cui
sta la sorgente luminosa.

Con un elettromagnete che poteva dare un campo di
C. G. S. l'A. ha trovato che tal proporzionalità manca, per
valori del campo, anche per le linee del ferro. Ne segue ch
si può ritenere valida la legge indicata da Becquerel e D
dres (*C. R.* 129, p. 18).

Pel nichel e pel cobalto l'A. non ha osservato nessuna
che regoli la separazione delle righe. Invece trovò che si
estendere la legge di Preston, secondo cui $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}$ è costante p
ghe omologhe delle serie spettroscopiche di Kayser e Rung

Lord RAYLEIGH. *Note acustiche* - VI (pp. 280-285). —
indica come si possono mostrare in lezione i caratteri dell
brazioni forzate. Ad es. facendo oscillare dapprima un ma
con uno specchio su cui si riflette un fascio di luce solare,
ponendo in rotazione in prossimità del primo un altro ma
con un periodo diverso, si riconosce che il periodo della
zione forzata è quello del secondo magnete.

Nella esperienza di Melde, nella quale un filo di coton
in linea retta è messo in oscillazione da un diapason elett
gnetico, è da notare che se il filo è normale alle vibrazion

, il suo periodo di oscillazione è quello stesso del diapa- se le vibrazioni del diapason avvengono nella direzione questo vibra con periodo doppio di quello. Ciò può rico- illuminando il filo con le scintille di un rocchetto ecci- la corrente stessa che eccita il diapason.

due telefoni eccitati da diapason che sono sensibilmente no, si possono udire i battimenti ponendo un telefono recchio e l'altro all'altro orecchio, se i battimenti sono in maggiore di 1 al sec. Ma l'A. non ha potuto udirli con a se avvengono più lentamente.

.. riferisce poi su un' esperienza fatta per riconoscere l'ef- un suono aggiunto ad un altro. Ma l'intensità resultante potuta giudicare con sicurezza.

AMS E. P. *L'azione elettromagnetica di sfere elettrizzate mo-* 285-299). V. *N. Cim.* (5), 2, p. 242.

IPSON G. C. ***Resistenza elettrica del bismuto alle correnti nti in un campo magnetico intenso*** (pp. 300-311). — L'A. ha in un campo di 17000 C. G. S. la variazione, già scoperta rd, che subisce la resistenza del bismuto per le correnti al- . Egli trova che tal variazione di resistenza si può attri- d una f. e. m. che si manifesta nel bismuto, e che è spo- fase rispetto alla corrente che la produce, di un angolo α e $\tang \alpha = 1,13 + 13,2/n$ essendo n la frequenza, che sperienze eseguite variò fra 10 e 60 periodi al sec. Il va- tal forza elettromotrice è proporzionale a

$$0,0035 + 0,00039\, n.$$

GGENHEIMER S. *Sulla scarica a scintilla* (pp. 311-317). — a fatto delle esperienze sul ritardo della scarica, e trova uoi resultati confermano le vedute del Warburg e non di Swyngedauw; perchè i potenziali necessari a produrre ica sotto l' azione di una radiazione, furono sempre da 1000 volts minori di quelli che si richiedono quando non si ' impedire il ritardo di scarica.

LÜGER A. ***La dispersione anomala della cianina*** (pp. 317- - Sono alcune osservazioni alla Memoria di Wood (*N. Cim.* p. 335). L'A. spiega le divergenze fra i suoi risultati e del Wood con la diversa costituzione chimica della cianina ta dall' uno e dall' altro.

ILSON H. A. ***Sull' azione magnetica della convezione elettrica*** 9-320). — L'A. replica ad alcune osservazioni che il Cre- ce alla sua precedente Nota, pubblicata nel fascicolo di 1901 del *Phil. Mag.*

LOWDNS L. *Proprietà termomagnetiche e termoelettr* *bismuto cristallino* (pp. 325-341). — L'A. confronta gli eff gitudinali, trasversali ed elettromotori pel bismuto crist per quello elettrolitico, e pel bismuto cristallino li determi diverse direzioni degli assi cristallografici.

NATANSON L. *Sulle leggi della viscosità* (pp. 342-356) condo Poisson un fluido sottoposto a deformazione richie pre un certo tempo per adattarsi alle nuove condizioni di brio. L'A. partendo da questo concetto, svolge la teoria d scosità e mostra che quella cui giunge comprende co particolare la teoria ora ammessa.

FRASER W. G. *Sull' annullarsi del moto ondoso* (pp. 3 — Nella teoria ordinaria della riflessione delle onde ad colo fisso si mostra come il sistema delle onde dirette e dà origine a un' onda stazionaria; mentre l' esperienza continuamente che d' ordinario le onde si infrangono cont stacolo. L'A. studia questo fatto, che attribuisce in parte trito che si presenta nel moto ondoso.

POCKLINGTON H. C. *Sulla polarizzazione rotatoria nei* *biassi* (pp. 361-370). — I cristalli birefrangenti che han sentato la rotazione del piano di polarizzazione della lu smessa son quelli di quarzo, che sono uniassi. Ma è chi anche i cristalli biassi debbon poter presentare quel feno un campo magnetico; e scopo di questa Nota è di ricerca ricamente il fenomeno stesso, ammettendo che l' azione de magnetico debba attribuirsi ad un effetto Hall, sulla cui cazione non deve influire l' anisotropia del cristallo. Le così trovate sono poi estese al caso in cui la rotazione è alla distribuzione o alla struttura molecolare.

A. STEFAN

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

RICCARDO FELICI

Il giorno 20 Luglio si spegneva serenamente
ella sua villa di S. Alessio il Prof. **Riccardo Fe-
ci**, in età di 83 anni.

Dell' opera di Lui, che fu Direttore del nostro
eriodico per circa 40 anni, che per quasi mezzo
ecolo illustrò la Fisica italiana, che diede alla
ostra Scuola allievi valentissimi, sarà detto in uno
ei prossimi fascicoli.

Intanto ci inchiniamo mesti e reverenti alla
emoria di Lui, sapendo che essa sarà sprone e
ice nel cammino che dobbiamo percorrere.

SOPRA UN PROBLEMA DI ELETTROSTATICA.

Nota di EMILIO ALMANSI

Professore nella R. Università di Genova.

. Un metodo per determinare sperimentalmente il va-
lella densità elettrica in un punto m della superficie di
nduttore (C), carico di elettricità in equilibrio, e non
tto ad azioni esterne, consiste nel portare a contatto
C) nel punto m, un secondo conduttore (c), le cui dimen-
siano molto piccole rispetto a quelle di (C). L' elettricità
a primo era distribuita sulla superficie del conduttore (C),
ribuirà sulle superficie dei due conduttori (C) e (c). Sia
nassa elettrica di cui si carica il conduttore (c).
e in prossimità di questo conduttore la superficie di (C)
costa poco dal piano tangente nel punto di contatto, si
itenere che il rapporto

$$K = \frac{e}{h},$$

massa e che è passata dal conduttore (C) al conduttore
la densità elettrica h che si aveva nel punto m di (C),
lo questo era isolato, dipenda solo dalla natura geome-
del conduttore (c), e dal punto della sua superficie che
portato a contatto con (C).
Dalla formula (1), misurando la carica e del conduttore (c),
oscendo il valore della costante K, potremo ricavare il
e di h.
Una dimostrazione del principio su cui si basa questo me-
che cioè il valore di K non dipende da (C), può vedersi
« *Leçons sur l' Électricité et le Magnétisme* » del Duhem.
e III, Ch. I).
n questa Nota io dò una dimostrazione, che al pari di
del Duhem, non è rigorosa, nè, data la natura del pro-
, potrebbe esserlo ; ma che mi sembra più convincente,
suggerisce un metodo generale per la determinazione

di K. Calcolo poi K nel caso che il conduttore (c) sia
semi-sfera, ritrovando il valore dato dal Beltrami [1]). Acce
infine al caso di un disco circolare piano.

2. Sia σ (fig. 1) una superficie chiusa, T il piano tang
in un suo punto m. Noi supporremo che σ si trovi tutt
una stessa parte di T.

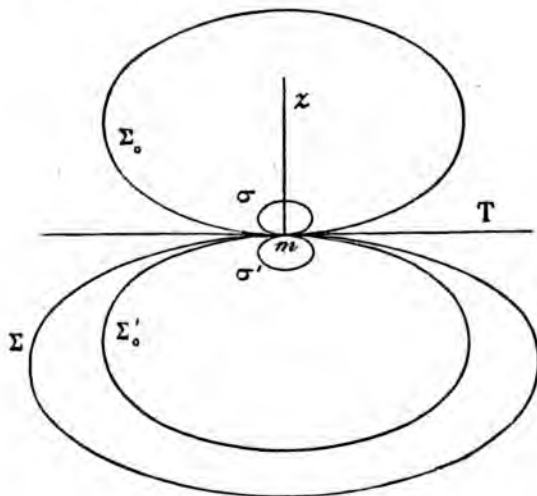



Fig. 1.

Sia σ' la superficie simmetrica di σ rispetto al pian
Diremo s l'insieme delle due superficie σ e σ'.

Prendiamo il punto m come origine delle coordinat
normale a T, rivolta verso σ, come asse delle z.

Immaginiamo di elettrizzare la superficie s *in m*
da avere in ogni suo punto il potenziale

$$u = z \, .$$

Per ragione di simmetria, la densità elettrica, che direm
in due punti di s simmetrici rispetto a T, avrà valori ug

1) " Sulla determinazione sperimentale della densità elettrica alla superfici
corpi conduttori ", Nuovo Cimento, Serie III, T. 1, 1877.

gno contrario: sulla superficie σ si troverà una massa

$$e_1 = \int_\sigma \mu \, d\sigma,$$

uperficie σ' una massa $-e_1$.

massimo valore assoluto di u sarà a, a denotando la
ıata z del punto di σ più lontano da T. Allontanandosi da
nde verso zero. Inoltre u, per ragioni di simmetria,
ullo in tutto il piano T. Noi possiamo perciò imma-
due superficie chiuse Σ_0 e Σ'_0, tangenti in m al piano
tuate una da una parte di questo piano, l' altra dall'al-
li che in ogni loro punto, e nello spazio esterno, il
to $\frac{u}{a}$ sia minore, in valore assoluto, di un numero as-
o, piccolo ad arbitrio.

particolare u sarà piccolissimo rispetto ad a in tutti i
di una grande superficie Σ, che contenga Σ'_0 nel suo
o, e non penetri nell' interno di Σ_0.

pponiamo che la superficie σ' sia tutta contenuta nel-
no di Σ. Noi potremo allora, per un ben noto principio,
uire sopra Σ la massa $-e_1$ che si trova sopra σ', in
da non alterare il potenziale nei punti di Σ, nè, per
uenza, nello spazio esterno.

remo così una massa e_1 distribuita sopra σ, ed una
$-e_1$ sopra Σ, che producono un potenziale uguale a z
nti di σ, e un potenziale piccolissimo rispetto ad a nei
di Σ.

vogliamo ottenere un potenziale

$$v = g\,z \qquad (g = \text{cost.})$$

nti di σ, e un potenziale piccolissimo rispetto a $g\,a$ nei
di Σ, basterà che distribuiamo, con una distribuzione
amente analoga a quella delle masse e_1 e $-e_1$, una

$$e = g\,e_1$$

σ, e una massa uguale e di segno contrario sopra Σ.

3. Premesso questo, e tornando a considerare le super
σ e Σ come non elettrizzate, supponiamo di distribuire
superficie Σ una massa E, in modo da avere lo stesso po
ziale in tutti i suoi punti. Sia V il potenziale di E in un p
qualunque dello spazio, P il valore costante di V sopr
h la densità nel punto m.

Supponiamo poi di distribuire una massa

$$e = 4 \pi h e_1 \tag{2}$$

sulla superficie σ, e una massa uguale e di segno contr
sulla superficie Σ, in modo che, detto v il loro potenz
sulla superficie σ sia

$$v = 4 \pi h z ,$$

e sulla superficie Σ v sia piccolissimo rispetto a $4 \pi h a$
che sarà possibile per le cose dette nel § precedente.

Consideriamo il potenziale

$$U = V + v ,$$

dovuto alla massa $E - e$ distribuita sopra Σ, e alla mas
distribuita sopra σ, e cerchiamo i valori che esso prende
due superficie.

Nei punti di Σ, ove $V = P$, e v è piccolissimo rispe
$4 \pi h a$, sarà

$$U = P (1 + \varepsilon) , \tag{3}$$

ε denotando una quantità piccolissima rispetto a $\frac{4 \pi h a}{P}$
sia rispetto ad $\frac{a}{A}$, se poniamo

$$A = \frac{P}{4 \pi h} .$$

Quanto al valore di U nei punti di σ, osserviamo da
ma che nel punto m si ha

$$V = P , \quad \frac{\partial V}{\partial z} = - 4 \pi h , \quad \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 4 \pi h \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) ,$$

ove R_1 ed R_2 sono i raggi principali di curvatura dell
perficie Σ nel punto m, che supporremo grandissimi. P

punto dell' asse delle z, molto vicino ad m, potremo
re

$$V = P - 4\pi h z + w,$$

otando una quantità piccolissima rispetto a $4\pi h z$.
upponiamo la superficie σ tanto piccola da poter appli-
a formula precedente ai punti dell' asse delle z che si
no nell' interno di σ (od anche all' esterno, ma vicinis-
σ). Per tali punti w sarà piccolissimo rispetto a $4\pi ha$.
ia ora p un punto di σ. Immaginiamo di condurre per p
perficie $V =$ cost., che incontri l' asse delle z nel punto
valore di V nel punto p sarà dato dalla formula (4) ove
nda che z rappresenti la coordinata di p'.
la se la superficie Σ, in prossimità del punto m, si di-
pochissimo dal piano T, le superficie $V =$ cost. che ta-
σ non differiranno sensibilmente dai piani paralleli a T.
ordinate z dei punti p e p' differiranno tra loro di una
ità piccolissima rispetto ad a. Potremo quindi ritenere
formula (4) valga per un punto qualunque p di σ, z de-
do la sua coordinata, e w una quantità piccolissima ri-
a $4\pi h a$.
ssendo sulla superficie σ $v = 4\pi h z$, sarà

$$U = (P - 4\pi h z + w) + 4\pi h z = P + w,$$

e

$$U = P(1 + \epsilon),$$

rappresenta, come nella formula (3), una quantità pic-
ima rispetto a $\frac{4\pi h a}{P}$ ossia rispetto ad $\frac{a}{A}$.
a formula (3) vale dunque tanto per la superficie σ come
superficie Σ.
ra A, cioè $\frac{P}{4\pi h}$, rappresenta il raggio di una sfera che
sta il potenziale P, quando sulla sua superficie venga di-
ita una massa con densità costante, ed uguale ad h.
ebbe insomma il raggio di Σ, se Σ fosse una sfera. Sup-
do la superficie Σ molto grande rispetto a σ, potremo

ritenere che il rapporto $\frac{a}{A}$, sia molto piccolo rispetto all
nità, e ciò quand'anche Σ si discosti alquanto dalla for
sferica.

*Se conveniamo di trascurare rispetto all'unità le qu
tità di un ordine di grandezza inferiore ad* $\frac{a}{A}$, nella
mula (3) potremo trascurare ε che si è veduto esser mo
piccolo rispetto ad $\frac{a}{A}$, e ritenere per conseguenza, tanto
pra Σ, come sopra σ, $U = P =$ cost.

Dunque U, ossia $V + v$, può considerarsi come il pot
ziale della massa E in equilibrio sulle superficie Σ e σ, m
tre V è il potenziale della stessa massa E in equilibrio su
sola superficie Σ, e v è il potenziale della massa

$$e = 4\pi h e_1 \tag{2}$$

distribuita sopra σ, e della massa $-e$ distribuita sopra Σ.

Ciò è quanto dire che se il conduttore (C), limitato da
superficie Σ, contiene la massa E in equilibrio, e se portia
il conduttore (c), limitato dalla superficie σ, a contatto con
nel punto m, passa nel conduttore (c) una massa e data da
formula (2), h essendo la densità che si aveva nel punto
quando il conduttore (C) era isolato.

Posto

$$K = 4\pi e_1, \tag{5}$$

sarà

$$e = K h.$$

Il valore di K, come quello di e_1 (§ 2) dipende solo da
superficie σ e dal punto m.

Resta così dimostrato il nostro principio. Di più abbia
nella formula (5) un'espressione del coefficiente K.

4. Un'osservazione è necessaria nel caso che la superfi
del conduttore (c) coincida in parte col piano T. In tal c

o ω (fig. 2) questa porzione della superficie di (c), σ il σ', al solito, la superficie simmetrica di σ rispetto al T, s l' insieme di σ e σ'.

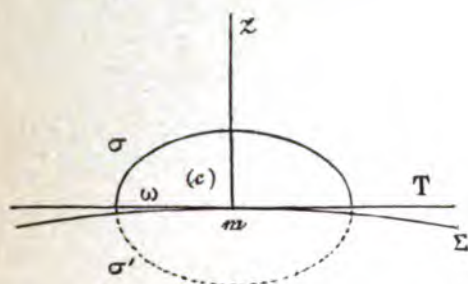



Fig. 2.

stribuiamo sopra σ la massa e_1 e sopra σ' la massa $-e_1$, do da avere nei punti di σ e σ' il potenziale $u = z$. Per e di simmetria, la densità μ, lungo la linea l, interse-di s col piano T, resulterà nulla.

a superficie Σ, in generale, taglierà la superficie σ', in che una porzione di σ', e quindi della massa $-e_1$ re-fuori di Σ. Ma la densità μ essendo nulla lungo la linea superficie Σ, in prossimità del punto m, dovendo di-rsi pochissimo dal piano T, potremo trascurare quella ne di $-e_1$ che resta fuori di Σ, e per conseguenza, nel caso precedente, distribuire questa massa sopra Σ, niera da non modificare sensibilmente il potenziale nei di Σ, nè all' esterno.

vremo così una massa e_1, distribuita sulla superficie di precisamente sulla porzione σ, e una massa $-e_1$ distri-sopra Σ, le quali producono un potenziale uguale a z ta la superficie di (c), e un potenziale piccolissimo, ri-ad a, sopra Σ.

rocedendo nel ragionamento come nel § 3, vediamo che mula (2) ci dà ancora la quantità di elettricità che passa nduttore (C) al conduttore (c), quando vengono posti a tto nel punto m.

5. Applichiamo le cose dette al caso che il conduttore (
sia limitato dalla semi-sfera σ, di centro m, di raggio R,
dal cerchio ω (fig. 3).

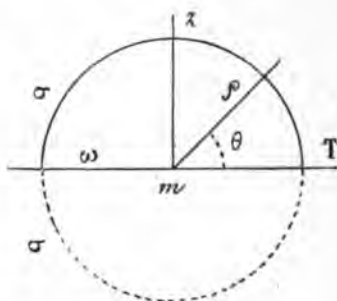



Fig. 3.

Completiamo la sfera colla superficie σ'.

Il potenziale u, dovuto alle masse e_1 e $-e_1$ distribui
sopra σ e σ' (v. § 4), si ottiene immediatamente. Basta pre
dere entro la sfera:

$$u = z = \rho \operatorname{sen} \theta ,$$

e fuori della sfera:

$$u = \frac{R^3 z}{\rho^3} = \frac{R^3 \operatorname{sen} \theta}{\rho^2} ,$$

essendo ρ la distanza di un punto qualunque dello spazio d
l'origine m, e θ l'angolo che il raggio vettore ρ forma c
piano T. Infatti queste due funzioni u sono armoniche, dive
tanó uguali a z sulla sfera, e la seconda si comporta all'in
nito come una funzione potenziale.

La densità μ in un punto di σ, detta n la normale intern
n' la esterna, sarà data dalla formula

$$\mu = -\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial u}{\partial n} + \frac{\partial u}{\partial n'}\right) = -\frac{1}{4\pi}\left\{ -\frac{\partial (\rho \operatorname{sen} \theta)}{\partial \rho} + \frac{\partial \frac{R^3 \operatorname{sen} \theta}{\rho^2}}{\partial \rho} \right\}_{\rho=R}$$

$$= \frac{\operatorname{sen} \theta}{4\pi}\left\{1 + 2\frac{R^3}{\rho^3}\right\}_{\rho=R} = \frac{3 \operatorname{sen} \theta}{4\pi} = \frac{3z}{4\pi R} .$$

r calcolare la massa $e_1 = \int_\sigma \mu \, d\sigma$, prendiamo come ele-

$d\sigma$ quello compreso tra due piani infinitamente vicini, li a T. Sarà allora: $d\sigma = 2\pi R \cos\theta . R \, d\theta = 2\pi R \, d(R \operatorname{sen}\theta) =$ $R \, dz$. Quindi:

$$e_1 = \int_0^R \frac{3z}{4\pi R} . 2\pi R \, dz = \frac{3}{2} \int_0^R z \, dz = \frac{3R^2}{4} .$$

stituendo nella formula (2) avremo

$$e = 3\pi R^2 h = 3 h \omega ;$$

dire: *quando si porta il conduttore* (c) *a contatto col tore* (C), *passa da questo a quello una quantità di cità uguale al triplo dell' elettricità che si aveva sulla ne della superficie* Σ *che vien coperta dal condut-*).

questo stesso resultato perviene il Beltrami, con un pro- nto assai più laborioso.

ianto al valore di K sarà:

$$K = 3\pi R^2 .$$

Ritorniamo al caso generale, supponendo ancora che rzione ω della superficie di (c) coincida col piano T. remo un' espressione di K che si presta bene al calcolo sto coefficiente.

nsideriamo perciò lo spazio compreso tra il piano T, e rande semi-sfera S_0, di centro m, situata dalla parte positive (fig. 4).

potenziale u è dovuto alle due masse e_1 e $-e_1$, la pri- lle quali, essendo distribuita sulla superficie σ, si trova spazio considerato. Sarà quindi, in virtù di un noto na:

$$4\pi e_1 = -\int_{S_0} \frac{\partial u}{\partial \rho} \, dS_0 + \int_{T'} \frac{\partial u}{\partial z} \, dT' ,$$

ρ denotando la distanza di un punto qualunque dello
da m, e T' la porzione finita del piano T limitata da S

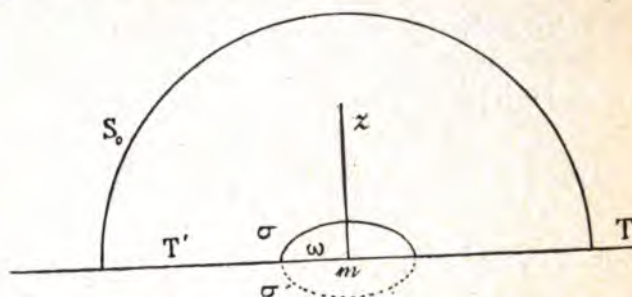



Fig. 4.

Facendo tendere verso l' infinito il raggio della se
S_0, il primo integrale tende a zero, giacchè il poten
che è dovuto ad una massa uguale a zero, diventa
simo come $\frac{1}{\rho^2}$, e la sua derivata rispetto a ρ, come
dunque:

$$4\pi e_1 = \int_T \frac{\partial u}{\partial z} d\mathrm{T},$$

od anche

$$4\pi e_1 = \int_\omega \frac{\partial u}{\partial z} d\omega + \int_S \frac{\partial u}{\partial z} d\mathrm{S},$$

S denotando l' intero piano T, esclusa la porzione ω.

Ora sulla superficie chiusa s, e per conseguen
nell' interno, si ha $u = z$, quindi $\frac{\partial u}{\partial z} = 1$, $\int_\omega \frac{\partial u}{\partial z} d\omega =$

Ricordando poi che $4\pi e_1$ è uguale a K, avrem
mola:

$$\mathrm{K} = \omega + \int_S \frac{\partial u}{dz} d\mathrm{S}, \tag{6}$$

che ci dà l' espressione di K cercata.

questa formula si può trarre una conseguenza notevole. funzione potenziale u che è uguale a z nei punti di σ, e a *zero* nei punti di S, sarà positiva in tutto lo spaterno a σ e ad S. Quindi in tutti i punti di S sarà

0, onde

$$K > \omega.$$

r la formula (1) avremo in valore assoluto

$$e > h\,\omega,$$

la quantità di elettricità che passa dal conduttore (C) *duttore* (c) *è sempre maggiore di quella che si aveva porzione di* Σ *la quale vien coperta dalla base* ω *del ttore* (c).

Riguardo alla forma che si dà nella pratica al condut-c) *(piano di prova)* è importante il caso di un condut-c) a base circolare e a spessore molto piccolo.

r trattare questo caso si può procedere nel modo se-e.

l piano T consideriamo un cerchio τ, di centro m, di R_1. Diciamo r la distanza di un punto qualunque dello da un punto di τ.

a funzione

$$\Phi = \int_{\tau} \frac{d\tau}{r^3}$$

nque positiva, si annulla all' infinito, e diventa infinita tende verso un punto qualunque di τ, e in una direzione nque. Per conseguenza, se Φ_0 è una costante positiva, à una superficie chiusa s su cui si avrà

$$\Phi = \Phi_0\,;$$

una superficie di rivoluzione, avente per asse l' asse z, simmetrica rispetto al piano T, sul quale taglierà un o ω, di raggio R, maggiore di R_1.

Chiamando σ e σ' le due porzioni di s che si trovano dall[e]
due parti di T, consideriamo il conduttore (c) limitato da σ [e]
da ω.

Cerchiamo di calcolare il coefficiente K relativo a quest[o]
conduttore.

Il potenziale u che sopra s diventa uguale a z, si ottien[e]
prendendo entro s $u = z$, e fuori di s

$$u = -\frac{1}{\Phi_0}\frac{\partial}{\partial z}\int_\tau \frac{d\tau}{r} = \frac{1}{\Phi_0}\int_\tau \frac{d\tau}{r^2}\cdot\frac{z}{r} = \frac{z}{\Phi_0}\int_\tau \frac{d\tau}{r^3} = \frac{z\Phi}{\Phi_0}.$$

Questa funzione è armonica, tale essendo la funzione $\int_\tau \frac{d\tau}{r}$ [...]
si comporta all' infinito come una funzione potenziale, e sul[la]
superficie s, ove $\Phi = \Phi_0$, diventa uguale a z.

Per calcolare K riprendiamo la formula (6) osservand[o]
che nei punti di S si ha

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \left\{\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{z\Phi}{\Phi_0}\right)\right\}_{z=0} = \frac{\Phi}{\Phi_0}.$$

Avremo dunque:

$$K = \omega + \int_S \frac{\Phi}{\Phi_0}\, dS, \tag{7}$$

Da questa formula, conoscendo i raggi dei due cerchi co[n]centrici τ ed ω, e quindi la superficie s, si può ricavare [il]
valore di K con un' approssimazione tanto grande quanto [si]
vuole.

Facendo tendere R_1 verso R, la costante Φ_0 (valore del[la]
funzione Φ sulla circonferenza del cerchio ω) tende verso l'i[n]finito, quindi la superficie s si avvicina con ogni suo punto [al]
cerchio ω. Il conduttore (c), di cui ω è la base, acquista u[no]
spessore sempre più piccolo; il rapporto $\frac{\Phi}{\Phi_0}$, che è uguale ad [1]
sulla circonferenza del cerchio ω, tende verso zero in og[ni]
altro punto del piano S; l' integrale $\int_S \frac{\Phi}{\Phi_0}\, dS$ tende esso stes[so]
verso zero; K tende verso ω.

iamando c lo spessore del conduttore (c) misurato sul- delle z, possiamo porre

$$K = \omega\left(1 + \alpha \frac{c}{R}\right),$$

è un coefficiente numerico da determinarsi. Dalla for- (7), con opportune trasformazioni, e tenendo conto del- zione $\Phi = \Phi_0$ della superficie s, si può dedurre il valore ssume α per piccoli valori del rapporto $\frac{c}{R}$.

ralascio questa ricerca, riserbandomi di trattare in un'al- ota il caso più interessante di un conduttore (c) avente ma di un mezzo ellissoide.

ui osserverò che la formula (7) vale per una classe di ttori ben più vasta di quella considerata. Infatti l'area τ, è supposta circolare, può avere una forma qualunque. e alla funzione Φ si può dare la forma più generale

$$\Phi = \int_\tau \frac{\lambda\, d\tau}{r'^3},$$

ndo una funzione che converrà supporre positiva in i punti di τ, ma del resto affatto arbitraria.

i possono così ottenere corpi di forme svariatissime, pei il coefficiente K è sempre espresso dalla formula (7).

questa classe di corpi appartiene, come un caso limite, nduttore a forma di mezza sfera, di cui ci siamo occupati 5. Prendiamo infatti $\lambda = \frac{1}{\tau}$, e supponiamo di rendere in- sima l'area τ, facendo tendere ogni punto del suo con- verso il punto m. Avremo al limite:

$$\Phi = \frac{1}{\rho^3},$$

otando al solito la distanza di un punto qualunque dello da m. Se facciamo $\Phi_0 = \frac{1}{R^3}$, la superficie s ($\Phi = \Phi_0$) sarà ra di centro m e di raggio R; il conduttore (c) occu- lo spazio limitato dal piano T e da una metà della sfera s.

Ponendo nella formula (7) $\frac{\Phi}{\varphi_0} = \frac{R^3}{\rho^3}$, $ds = 2\pi\rho\,d\rho$, $\omega = \pi$

avremo:

$$K = \pi R^2 + \int_R^\infty \frac{R^3}{\rho^3} 2\pi\rho\,d\rho = \pi R^2 \left(1 + 2R\int_R^\infty \frac{d\rho}{\rho^2}\right) = 3\pi R^2.$$

Ritroviamo così lo stesso valore di K ottenuto per
tra via.

SUL COMPORTAMENTO ELETTRICO DELLE FIAMME
IN UN CAMPO ELETTROSTATICO ALTERNATO,

per G. C. DE ROSSI *ed* A. SELLA.

§ 1. **Introduzione.**

Mentre si hanno numerose ricerche sopra la condutti
dei gas ionizzati, quando essi vengono sottoposti a forze e
tromotrici costanti, è poco conosciuto fino ad ora il loro c
portamento sotto forze elettromotrici alternate.

Mac Clelland in un notevole lavoro sulla conduttività
gas caldi, provenienti da fiamme (*Phil. Mag.* **46**, 29, 18
istituì la seguente esperienza per dimostrare la diversa v
cità degli ioni positivi e negativi. Egli raccoglieva questi
in un tubo metallico, comunicante col suolo e disposto ve
calmente sopra la fiamma; i gas salendo nel tubo lambiv
prima un cilindro metallico, coassiale col tubo stesso, isol
da questo e comunicante con una sorgente a potenziale al
nato e passavano poi per un tratto di tubo isolato, contene
lana di vetro, in comunicazione con un elettrometro. In
modo i gas, per tutta la lunghezza del cilindro, attraversav
un campo elettrostatico alternato orizzontale e con linee
forza radiali. Ora, se gli ioni negativi si muovono più v
cemente che i positivi, per una medesima caduta di potenzi
e se l'intensità e la frequenza della forza elettromotric
tale che non si esauriscano tutti gli ioni presenti, è chiaro

ariranno più ioni negativi che non positivi e che quindi
a di vetro raccoglierà dell' elettricità positiva. Il Clelland
ita a verificare il fatto.
eleny, in una ricerca sul rapporto tra le velocità degli
ositivi e negativi, generati dai raggi Röntgen (*Phil. Mag.*
33, 1898) propone un' esperienza simile a quella realizzata
elland, d' introdurre cioè i gas ionizzati nel campo fra
ischi metallici paralleli, collegati con una sorgente di
elettromotrice alternata; essendo la velocità degli ioni
ivi maggiore, ne segue che ad ogni alternazione essi sa-
portati sui piatti da una distanza maggiore che non i
vi e che quindi dopo un certo tempo vi sarà un eccesso
i positivi nello spazio fra i due dischi. Soffiando poi il
opra un filtro elettrico si verrebbero a raccogliere queste
ne positive.
oggiunge poi lo Zeleny che se i dischi vengono portati
a distanza così piccola, che l' escursione degli ioni po-
durante un' alternazione sia maggiore od uguale alla di-
stessa dei dischi, non ci sarà più l' eccesso di ioni po-
giacchè tutti, indistintamente, verrebbero gettati sui
. Di modo che il cammino percorso dai positivi durante
ternazione sarebbe appunto uguale a quella certa distanza
atti, per cui il gas soffiato cessa di abbandonare al filtro
arica positiva. Di quì un metodo per misurare la velo-
ssoluta degli ioni positivi sotto una caduta di potenziale
ria. Lo Zeleny però non porta alcun risultato numerico,
re abbia cercato di accertarsi fino a qual punto sia rea-
ile il metodo.
o stesso concetto, per mostrare la diversa velocità dei
oni, può svilupparsi semplicemente nel seguente modo,
i presta assai bene ad una dimostrazione da scuola [1]).
grandi dischi metallici, verticali e paralleli fra loro, sono
gati con gli elettrodi del secondario di un rocchetto di
nkorff, che funziona da trasformatore, essendo il primario
rso da una corrente alternata. Al di sotto dei due dischi

A. Sella. La conduttività elettrica dei gas. Atti dell'Associazione Elettrotecnica.
, 1901.

ed a distanza eguale da ciascuno di essi arde una fian
ad alcool, in modo che i prodotti di combustione veng
trovarsi, sollevandosi, in un campo elettrostatico alter
Si constata allora che un filo metallico sospeso fra i d
schi e collegato con un elettroscopio va rapidamente ca
dosi di elettricità positiva. E si può anche mostrare che
riche negative corrispondenti sono distrutte dai dischi, po
tra essi altri due dischi eguali e paralleli, ma isolati;
modo il campo fra questi due ultimi non è sensibilmen
verso dal precedente. Facendo ora arrivare in questo s
prodotti della combustione, i dischi isolati andranno ca
dosi negativamente, come si può dimostrare collegando
l'elettroscopio, attraverso ad un filo di cotone (cioè un
stenza grande affinchè si conservi il campo alternato fra
dischi).

Restando nella disposizione precedente di due soli
se supponiamo che la causa della ionizzazione agisca
memente in tutto il campo, la distribuzione degli ion
posta funzione di t ed x, sarebbe determinata dalle se
equazioni:

$$\frac{\partial \overset{-}{n}}{\partial t} = a - b \overset{-}{n} \overset{+}{n} + \overset{-}{k} \frac{\partial}{\partial x}\left(\overset{-}{n} \frac{\partial V}{\partial x}\right),$$

$$\frac{\partial \overset{+}{n}}{\partial t} = a - b \overset{-}{n} \overset{+}{n} - \overset{+}{k} \frac{\partial}{\partial x}\left(\overset{+}{n} \frac{\partial V}{\partial x}\right),$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = 4 \pi \varepsilon (\overset{+}{n} - \overset{-}{n});$$

in cui l'asse delle x è diretto parallelamente alla dir
del campo; $\overset{+}{n}$ ed $\overset{-}{n}$ indicano il numero degli ioni risp. p
e negativi, contenuti nell' unità di volume del gas nel p
ed al tempo t; a è la velocità di produzione degli ioni
minata dalla causa ionizzante, supposta costante; b la v
di ricombinazione per $\overset{+}{n} = \overset{-}{n} = 1$, $\overset{+}{k}$ e $\overset{-}{k}$ le velocità pe
diente unitario, ε la carica di uno ione, V il potenzia
ragione dei due primi termini dei membri a destra del

e equazioni si intende senz' altro; il terzo termine è
al fatto che attraverso all' unità di sezione normale
e, nel punto x passa nell' unità di tempo un numero di
to da $k\left(n\frac{\partial V}{\partial x}\right)_x$ e ne passa nel punto $x+dx$ un nu-
$k\left(n\frac{\partial V}{\partial x}\right)_{x+dx}$. (Equazioni consimili furono già date dal
on, *Phil. Mag.* **47**, 257, 1899). Supponendo ora di poter
are da queste tre equazioni le due funzioni $\overset{+}{n}$ ed $\overset{-}{n}$ si
rebbe ad una sola equazione che dà la V in funzione
t; con le condizioni ai limiti che per i valori di x cor-
denti ai due dischi, V è funzione armonica del tempo.
condizioni in cui abbiamo operato nelle ricerche che
emo, sono però diverse dalle precedenti, in quanto si è
o il comportamento di una fiamma in un campo alter-
na in modo che la fiamma stessa, cioè lo spazio sede
onizzazione sia una piccola parte del campo e che il
stacchi gli ioni e li porti fuori di quello spazio.
e anche in questo caso si debbano prevedere fenomeni di
à risulterebbe già dal semplice fatto, che quando una
è accesa in uno spazio chiuso, (in cui cioè non entri
oco la caduta di potenziale atmosferica) la fiamma si
za positivamente [1]), mentre l' aria all' intorno dà segni
trizzazione negativa [2]). Fatto che si può spiegare nel
più semplice, ammettendo che gli ioni negativi si dif-
o all' intorno più rapidamente che non i positivi, che
uelli abbiano, per così dire, un esistenza più facile fuori
amma, donde la creazione di un campo con linee di
he dalla fiamma sono dirette verso l' esterno.
i disponemmo dunque due piatti metallici, isolati con
n posizione verticale e paralleli fra loro; li ponemmo
unicazione con i poli del secondario di un rocchetto di
orff, essendo il primario percorso da una corrente al-
, per modo di avere fra i due piatti un campo elettro-
orizzontale alternato. Fra i due piatti veniva posta la

Becquerel. Ann. de Chim. et de Phys., II, **27**, 18, 1824.
Kelvin. Nature. Aprile **1897** e Proc. Roy. Soc. Edinb. **16**, 1889.

fiamma da esaminare. Per giudicare poi dello stato elet
della fiamma stessa o di un altro punto qualunque del ca
furono usati via via metodi diversi, a seconda che veni
dichiarati migliori dall' esperienza.

Senza insistere sulle numerose modificazioni successiv
limitiamo ad esporre dapprima i metodi preliminari per
sare poi alla descrizione della disposizione finale.

§ 2. **Ricerche preliminari.**

1. La prima idea fu quella di lasciare la fiamma ben
lata, immobile e ad eguale distanza dai piatti e di andar
esaminare lo stato elettrico dei singoli punti del campo
una sonda metallica in comunicazione con l' ago di un
trometro Thomson-Mascart, a coppie di quadranti cariche

Con una tale disposizione che permetteva di misurar
potenziale di un determinato punto del campo, nello stat
regime, si cominciò col constatare che fino a che la son
trovava in vicinanza della fiamma, l' elettrometro accen
una forte elettrizzazione positiva, la quale andava poi
nuendo, fino anche a cambiare di segno, spostando la s
dalla fiamma verso uno dei dischi. Ma in queste condizio
deviazioni elettrometriche sono molto incostanti, per la
cosa pensammo invece di mettere la sonda in comunica
per un dato tempo con una capacità e sopprimere poi q
comunicazione, collegando subito dopo la capacità coll' ele
metro. Le misure sono così più costanti, ma richiedono
gior tempo.

2. Per abbreviare le misure, ricorremmo ad un'
disposizione. Mettemmo la sonda in comunicazione con
lettrometro e attraverso ad una resistenza molto gr
(soluzione di ioduro di cadmio in alcool amilico) col s
Ottenendosi in questo modo dei risultati abbastanza co
danti, sorse spontanea l' idea di semplificare ancora q
misura elettrometrica di corrente, ponendo invece la son
suolo attraverso un galvanometro e misurando con quest
corrente. L' inconveniente poi di una forte deformazione
sentita dalla fiamma al solo appressarle la sonda, ci indu

gare direttamente la fiamma col galvanometro e spostare mma stessa fra i due dischi.

E con questo passiamo senz' altro alla descrizione della

§ 3. Disposizione sperimentale definitiva e metodo di misura.

Due dischi metallici isolati D_1 e D_2 (Vedi fig. 1) sono di- i in posizione verticale e paralleli fra di loro e sono in nicazione con gli elettrodi del secondario S d' un roc- o di Ruhmkorff R, nel primario P del quale circola una

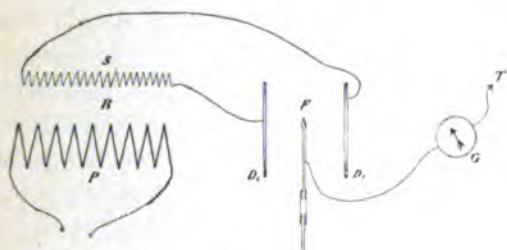



Fig. 1.

nte alternata. Fra i due dischi arde una fiammella F che ssa in comunicazione col suolo T attraverso alle bobine galvanometro G. Il concetto generale della misura era guente: spostare la fiammella nel campo fra i due dischi surare per ogni posizione la corrente indicata dal galva- tro.

Diremo ora di ciascuna parte della disposizione sperimen- I due dischi metallici del diametro di cm. 25 erano sor- verticalmente da un gambo, che nell' estremità inferiore issato nel centro di un cilindro di lacca, contenuto in un o tubo di vetro del diametro interno di cm. 5. Ciascun poi era sorretto da un ordinario sostegno che permetteva riare l' altezza e la distanza dei due dischi. Il Ruhmkorff erato era di media grandezza; nel suo primario circolava corrente alternata di circa 12 Ampère efficaci e 42 alter- ni intere al secondo, presa dalla condotta di città a 50 inserendo però opportune resistenze. La differenza di ziale fornita dal nostro trasformatore fu determinata me-

diante la misura della distanza esplosiva fra un pian
punta d'ago, con l'aiuto di tabelle costruite da Jona
renti sensibilmente sinusoidali [1]) e risultò molto pr
12000 Volt.

Il galvanometro era un Thomson-Siemens con i
a campana e con quattro bobine a resistenza compl
6925 Ohm. La sensibilità veniva variata col sistema
tore e determinata prima di ogni serie di esperienze
viazione si misurava proiettando su di una scala il
incandescente di una lampadina elettrica, riflesso dallo

Quanto al modo di ardere della fiamma ed all'i
di questa se ne dirà trattando di ciascun tipo di fian

Le misure furono condotte tutte nel medesimo
teneva fissa la distanza dei due dischi e spostando
mente ai piatti la fiamma nell'interno del campo si
centimetro in centimetro la corrente indicata dal galva
Si cambiava poi la distanza fra i due dischi e per la
stanza si ripetevano le medesime misure e così via. S
di mantenere sempre costanti le dimensioni della fia
giova notare che una piccola variazione delle dimen
porta un'influenza apprezzabile sul valore della cor
vanometrica; era invece molto importante misurare
certa precisione la distanza della fiamma dai dischi,
la corrente rapidamente con questa distanza.

I numeri che riporteremo nelle tabelle success
per ciascuna posizione la media di due misure fatte
distanza da ciascuno dei due piatti. Per dimostrare
tria delle misure rispetto al piano centrale riportiam
di esempio una serie completa — prima cioè di fare
media — ottenuta con la fiamma ad acetato di amil

1) E. Jona. Ancora delle distanze esplosive. Elettricista, Roma, VII,

Distanza dei dischi cm. 30.

a della fiamma tto di sinistra n cm.	Corrente in Amp. $\times 10^{-9}$	Distanza della fiamma dal piatto di destra in cm.	Corrente in Amp. $\times 10^{-9}$
8	1320	8	1320
9	1040	9	1040
10	800	10	760
11	520	11	520
12	320	12	360
13	200	13	220
14	120	14	140
15	80	15	80

limite minimo di distanza da uno dei piatti era dato da posizione, in cui cominciavano a scoccare scintille dal alla fiamma.

§. 4. Fiamme a liquido.

er ottenere queste fiamme si riempiva della sostanza li- da studiarsi una piccola lampada metallica a stoppino bile e precisamente una di quelle lampadine annesse ai etri e che si usano per avere una luce campione. L'al- della fiamma si regolava al solito modo e fu sempre nuta di cm. 4 ; il diametro dello stoppino era di cm. 0,8. npada era sostenuta da un cilindro isolante di paraffina unicava metallicamente col galvanometro.

enzina. — La fiamma arde con gran copia di fumo e facile determinarne l'altezza. Eccitato il campo, la fiam- allarga, diventa molto più luminosa, non dà più fumo non si trova rigorosamente a metà fra i due dischi si violentemente verso il piatto più vicino.

ate queste fortissime deformazioni della fiamma che pie- si sino a toccare uno dei piatti crea un ponte condut- ra questo e la lampada, fu impossibile qualunque misura o con quelle dimensioni della fiamma e nei campi della intensità. Però constatammo che diminuendo dimensioni po si avevano azioni elettriche fortissime, cioè una cor-

rente positiva elevata dalla fiamma al suolo attraverso il g
vanometro.

Solfuro di carbonio. — La fiamma, prima di eccitare
campo, brucia tranquilla, è del colore azzurro caratteristi
non dà fumo, è solo accompagnata talora da alcuni spruzze
di luce gialla, dipendenti forse da impurità sullo stoppi
Eccitato il campo, la fiamma non si deforma affatto, ma co
tinua a bruciare tranquillamente come prima, qualunque
la sua distanza dai piatti.

Quanto alle misure galvanometriche, queste hanno dato se
pre risultato nullo anche aumentando la sensibilità del gal
nometro, aumentando l' intensità del campo ed avvicinando
fiamma ad uno dei piatti proprio fino a che scocchino de
scintille dal piatto al beccuccio della lampada. Si tentò anc
una misura elettrometrica, più sensibile di quella galvanon
trica e l' elettrometro accennò una leggerissima carica po
tiva, la quale attribuiamo a quegli spruzzetti di luce gia
sopra accennati.

Acetato d'amile. — Eccitato il campo, la fiamma si defor
molto volgendosi sempre verso il piatto più vicino e rimanen
però sufficientemente tranquilla; comincia ad essere alqua
agitata, solo quando la distanza da uno dei piatti è piccola

Le misure fatte col metodo già descritto hanno dato i
sultati racchiusi nella seguente tabella, in cui D indica
distanza dei piatti; nella colonna verticale *d* stanno in cm
distanze della fiamma da uno dei piatti e nella colonna I
valore della corrente galvanometrica in amp. $\times 10^{-9}$:

D = 30 cm.		D = 20 cm.		D = 15 cm.	
d	I	*d*	I	*d*	I
15	80	10	440	7,5	800
14	130	9	520	7	920
13	210	8	920	6,5	1080
12	340	7	1360	6	1320
11	520			5,5	1580
10	780				
9	1040				
8	1320				

on tali numeri si sono costruite le curve riportate nella , dove D_1 rappresenta il piatto, le ascisse rappresentano tanza *d* della fiamma da questo e le ordinate i valori

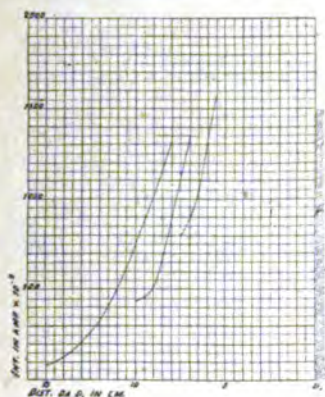



Fig. 2.

ciascuna curva comincia dal punto corrispondente alla one della fiamma a metà fra i due dischi. Nello stesso sono state pure disegnate le figure seguenti.

completare la tabella aggiungiamo alcune osservazioni: do con la fiamma ancor più vicino ai piatti (cioè a 7 cm. caso, a 6 nel 2°, a 5 nel 3°) la fiamma si agita molto, impedire le misure, ma ciò non ostante si può assicurare deviazione seguita a crescere fino al punto (circa 4 cm. atto) in cui cominciano a scoccare le scintille.

vvicinando ancora i piatti sino alla distanza di 10 cm. più possibile, nelle nostre condizioni, fare delle misure, è il galvanometro anche senza magnete astatizzatore dà ioni non comprese nella scala. Si è potuto constatare che la deviazione *diminuisce* spostando la fiamma dal verso uno dei piatti.

lcool. — La fiamma si deforma molto nel campo alter- e si volge sempre verso il piatto più vicino. Raccogliamo al solito in una tabella i risultati delle misure, notando che in questo caso per ogni data posizione della fiamma vanometro non dava una deviazione costante, come av-

veniva in genere per le altre fiamme, ma continuava ad
lare di 5 o 6 divisioni; si cercò quindi di apprezzare la
zione media. Il significato delle lettere e le unità sono
nella tabella precedente, cioè essendo d misurato in cm.,
amp. $\times 10^{-9}$:

D = 30 cm.		D = 20 cm.		D = 15 cm.		D = 10	
d	I	d	I	d	I	d	
15	20	10	440	7,5	840	5	[illegible]
14	50	9	560	7	1000	4,5	[illegible]
13	160	8	800	6	1660	4	[illegible]
12	250	7	1400	5	1740		
11	460	6	1740	4,5	1680		
10	650	5	1760				
9	940	4,5	1640				
8	1360	4	1480				
7	1660						
6	1700						
5	1680						

Con tali risultati sono state costruite le curve della
ed allo stesso modo tenuto nella figura precedente. Le m

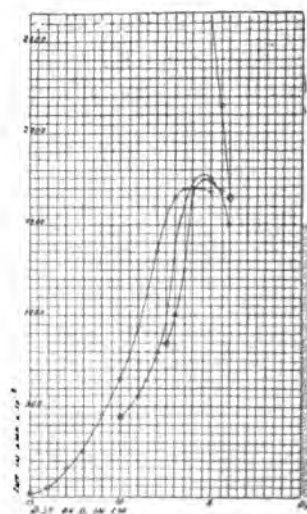



Fig. 3.

o spinte sino proprio al punto in cui per la troppa vici-
a della fiamma al piatto cominciavano a scoccare delle
lline. Notevole è il fatto che le curve presentano verso
e un ramo discendente.

§ 5. **Fiamme a gas.**

vari gas da esaminare si accendevano su di un beccuccio
lico, innestato in un tubo di vetro di diametro interno
giore e riempiendo l' interstizio anulare con lacca; il bec-
o, che si poteva così ritenere isolato, veniva collegato col
nometro. Il diametro interno del beccuccio era di circa
. e si regolava la pressione in modo che la fiamma
ungesse, come sempre, l' altezza di 4 cm.

as illuminante. — Per potere fare dei confronti fra gas
o direttamente nell' aria e gas mescolato previamente
ria, invece del beccuccio che servì per gli altri gas, fa-
o uso di un becco Bunsen isolato dalla condotta mediante
ubi di vetro incastrati coassialmente e coll' interstizio
re riempito di lacca.

a) L' accesso dell' aria viene chiuso, la fiamma è lumi-
Eccitato il campo la fiamma si schiaccia volgendo la
verso il piatto più vicino.

= 30 cm.	D = 20 cm.		D = 15 cm.		D = 10 cm.	
I	*d*	I	*d*	I	*d*	I
40	10	160	7,5	480	5	1000
90	9	240	7	550	4,5	910
160	8	390	6	600	4	780
250	7	490	5	680		
360	6	560	4	590		
485	5	600				
595	4	530				
735						
850						
900						

a fig. 4 contiene la rappresentazione di queste osser-
ni.

b) Si apre l' accesso dell' aria in modo da avere
fiamma oscura.

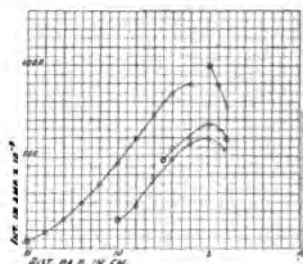



Fig. 4.

D = 30 cm.		D = 20 cm.		D = 15 cm.	
d	I	*d*	I	*d*	I
15	40	10	310	7,5	660
14	72	9	390	6,5	515
13	110	8	320	5,5	300
12	167	7	270	4,5	265
11	192	6	230	3,5	245
10	205	5	200		
9	215	4	185		
8	220				
7	210				
6	192				
5	155				
4	130				

Con questi numeri si è costruita la fig. 5. Il comp
mento del gas con o senza accesso di aria è molto diver

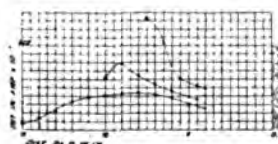



Fig. 5.

Acetilene. — Il gas generato nel solito modo veniv
vato e poi raccolto in un gasometro. Dal gasometro v

rtato al beccuccio descritto. Nel campo la fiamma si de- nel solito modo (Vedi fig. 6).

D = 30 cm.		D = 20 cm.		D = 15 cm.	
	I	*d*	I	*d*	I
	0	10	13	7,5	27
	0	9	20	7	40
	0	8	40	6	67
	7	7	80	5	146
	13	6	126	4	240
	20	5	173		
	27	4	240		
	53				
	67				
	120				
	150				
,5	160				

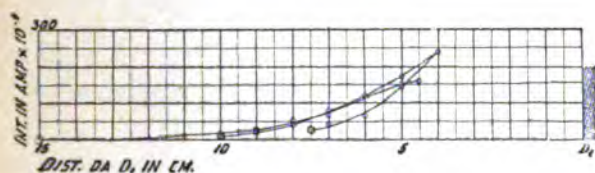



Fig. 6.

vvicinando ancora i piatti si è visto che a 10 cm. di di- dei piatti nel mezzo si ha ancora un minimo.

etano. — Il gas ottenuto riscaldando acetato sodico con sodata veniva lavato in acqua, H_2SO_4 e poi raccolto in sometro. Dal gasometro veniva bruciato nel beccuccio fig. 7).

D = 30 cm.		D = 20 cm.		D = 15 cm.		D = 10	
d	I	*d*	I	*d*	I	*d*	
15	13	10	67	7,5	80	5	1
13	27	9	67	7	80	4	1
11	53	8	80	6	86,6	3	[illegible]
9	80	7	107	5	106,6		
8	93	6	147	4	80		
7	93	5	127				
6	107						
5	133						

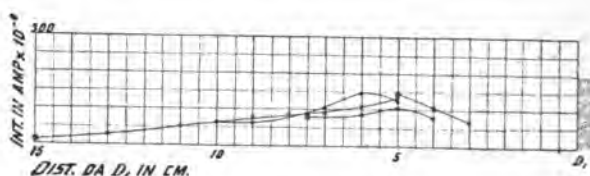



Fig. 7.

Questa fiamma presenta molto spiccatamente un mas
nel mezzo, per piccole distanze dei dischi.

Idrogeno. — Il gas ottenuto per reazione dell' acido
forico sullo zinco, veniva lavato in acqua, soluzione di pot
caustica ed acido solforico, poi acceso direttamente ovvero
colto prima in un gasometro.

La fiamma nel campo alternato non si deforma affat
le misure elettriche hanno dato risultato *nullo.* Si pensò
lora di introdurre diversi corpi nell' interno della fiamma.
filo di platino bene pulito dà risultato nullo sia rispetto
deformazione, sia rispetto alla corrente galvanometrica.
un frammento di reticella Auer che non colori la fiamma

Si passò allora a studiare il comportamento di vapori
tallici introducendo nella fiamma perle di cloruri volatili.

Perla di NaCl nella fiamma ad H. — Deformazione
tissima nel campo.

I risultati delle misure elettriche sono contenuti n
tabella seguente e nella fig. 8.

D = 30 cm.		D = 20 cm.		D = 15 cm.	
l	I	*d*	I	*d*	I
5	0	10	140	7,5	320
4	10	9	170	7	380
3	30	8	260	6	460
2	60	7	500	5	880
1	100	6	980		
0	160				
9	280				
8	400				
7	800				
6	1200				

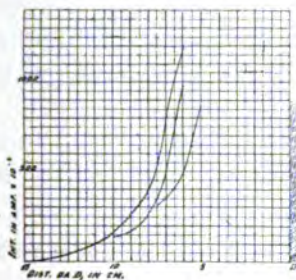



Fig. 8.

rla di RbCl nella fiamma ad H. — Deformazione, co-
ma, molto forte.

D = 20 cm.	
d	I
10	140
9	160
7	260
5	640

valori riportati nelle tabelle per il cloruro sodico e di
non sono paragonabili fra di loro, perchè essi dove-
ipendere in forte misura dalle dimensioni della perla,
metro del filo che la reggeva, da circostanze insomma

che non lasciassero costante la quantità di vapore. Pe
sure comparative si sarebbe dovuto ricorrere al sistema
spruzzatori in modo da bruciare gas contenente quanti
nosciute di sale. A noi premeva solo di fissare il com
mento generale dei vapori metallici.

Idrogeno solforato. — Il gas ottenuto per reazione
l'acido solforico sul solfuro di ferro veniva lavato in
potassa e poi bruciato direttamente. Nel campo non pr
deformazione e dà risultato elettrico *nullo.*

Ossido di carbonio. — Il gas ottenuto per reaz
caldo di acido formico e solforico veniva lavato in acq
tassa e poi raccolto in un gasometro. La fiamma non si
ma affatto nel campo, sembra solo avere un brivido nell'i
in cui si eccita il campo. Anche portandola molto vici
uno dei piatti non si osserva traccia di deformazione e q
si giunge a prendere col beccuccio stesso delle scintillin
vanno direttamente dal piatto al beccuccio, accennand
con una leggera curvatura del tratto di scintilla ad un
duttività della fiamma. Le misure elettriche hanno dato
pre risultato nullo, anche variando l'intensità del cam
distanza dei piatti, la sensibilità del galvanometro.

Cianogeno. — Ottenuto scaldando in tubo di vetro
sibile del cianuro di mercurio e poi bruciato direttamen
beccuccio. Si deforma nel campo (Vedi fig. 9).

D = 20 cm.		D = 15 cm.	
d	I	*d*	I
10	330	7,5	670
8	600	7	730
6	2130	6	1670
4	2530	5	2060

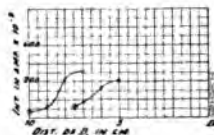



Fig. 9.

§ 6. Fiamme a solido.

i solito, la sostanza veniva foggiata a candela con anima, sopra un sostegno isolante e poi si univa metallicamente ppino al galvanometro in un punto poco inferiore a in cui esso ardeva; non si poneva un filo metallico di- nente nella fiamma per non avere punte metalliche li- La resistenza dello stoppino non è così grande da nuo- al risultato, come si può facilmente riconoscere. In altri i faceva ardere la sostanza in un piccolo cucchiaio me- sorretto da un sostegno isolante e comunicante col nometro.

iamo solo un breve accenno dei risultati trovati.

anfora. — Nel campo si deforma e dà forte corrente va. Per D = cm. 20 si è ottenuto nel mezzo $I = 200 \times 10^{-9}$.

andela stearica o di paraffina. — La fiamma si deforma D = 20 dà una corrente dell' ordine di quella trovata ' acetato d' amile.

olfo. — Abbiamo ottenuto risultati molto incerti. Variando tanza dei dischi e la posizione del cucchiaio, in cui ar- lo zolfo, si ottenne generalmente una leggera corrente va, ma in qualche caso abbiamo anche osservato una nte negativa.

osforo. — La deformazione della fiamma è molto grande. isure galvanometriche diedero leggerissime correnti ne- e. Si ricorse allora al metodo elettrometrico più sensibile. è il fosforo umido si ossidava lentamente all' aria, si os- va una debole elettrizzazione positiva; ma appena si va la combustione, l'elettrometro accennava una forte izzazione negativa.

§ 7. Riassunto dei risultati sperimentali.

primo fatto che si presenta a chi esamini i risultati nuti nel capitolo precedente si è la suddivisione delle ne cimentate in tre classi distinte: cioè in quelle che

danno nel campo elettrostatico alternato una corrente pos
dalla fiamma al suolo, in quelle che danno una corrente
ed in quelle che danno una corrente negativa. Il fatto è
colto nel seguente prospetto

Fiamme a corrente nulla	Fiamme a corrente positiva	Fiamme negat
Solfuro di carbonio	Benzina	Fosf
Idrogeno	Acetato d'amile	Zolfo
Idrogeno solforato	Alcool	
Ossido di carbonio	Gas illuminante	
	Gas id. mescolato con aria	
	Acetilene	
	Metano	
	Perle di NaCl e RbCl in H	
	Cianogeno	
	Canfora	
	Candela stearica	
	Paraffina	
	Zolfo (?)	

Si vede che la maggior parte delle fiamme danno corr
positiva, poche nulla ed un solo caso di corrente negati
ben accertato, cioè per il fosforo [1]). Se ne deve conclu
che per le fiamme a corrente positiva gli ioni negativi ha
fuori della fiamma una velocità maggiore che non i posi
l'opposto avviene per il fosforo. Sono conosciuti altri cas
cui gli ioni positivi hanno velocità maggiore, come per es.
gli ioni generati nell'arco voltaico (Child).

Quanto alle fiamme che non danno corrente, il risu
può spiegarsi sia ammettendo che la produzione di ioni
così piccola o la loro esistenza fuori della fiamma così diff
da non poter dimostrare effetto sensibile nella nostra di
sizione sperimentale, ovvero ammettendo che la velocità d
ioni negativi e positivi sia sensibilmente eguale.

1) A questo proposito giova ricordare che Erman aveva già riconosciuto nella
ma del fosforo un comportamento elettrico diverso da quello delle altre fiamme (
die fünffache Verschiedenheit der Körper in Rücksicht auf galvanisches Leitungsverm
Gilberts Annalen, XXII, p. 23, 1806.

Si presentava perciò spontanea l'idea di ricorrere ad
rienze dirette per decidere quale delle due cause fosse
revalente. Noi abbiamo operato nel seguente modo: si
agini tolto uno dei dischi e posto l'altro in comunica-
con una sorgente a potenziale costante; la fiamma iso-
è collegata come prima col galvanometro. Si può ora
ntare nelle medesime condizioni le diverse fiamme, inver-
anche la polarità del disco. Il disco era collegato con il
di una batteria di 120 elementi ad acqua, zinco ed argento,
tre il secondo polo era a terra; la fiamma veniva portata
osto vicino al disco a causa del valore basso del poten-
rispetto al caso del campo alternato; perciò il disco era
costituito dalla parete metallica di una cassetta ripiena
qua per impedirne il riscaldamento.

Noi abbiamo fatto delle ricerche di ordine piuttosto qua-
vo; abbiamo però constatato che quelle fiamme che prima
no corrente positiva, mostrarono ora una corrente gal-
metrica molto più intensa con disco positivo, mostrando
una velocità maggiore degli ioni negativi. Colle fiamme
ce che dianzi avevano dato corrente nulla, come per CS_2,
H_2S, H avemmo valori sensibilmente eguali cambiando il
o del disco e poi generalmente valori assoluti minori dei
edenti. Ne vorremmo concludere che in queste fiamme è
i in generale minore il numero degli ioni che possono escire
fiamma, ma sopratutto è caratteristico il fatto che le velo-
delle due specie sono sensibilmente eguali. Esperienze più
se e più precise sopra questo argomento e con disposizione
le a quella da noi adottata, cioè con un elettrodo fuori
fiamma sarebbero molto desiderabili, chè di misure con
rodi nella fiamma è piena la letteratura.

Una divisione dal punto di vista, per così dire, chimico,
diverse fiamme rispetto al loro comportamento nel campo
nato non sembra facile. Così non si tratta di una mag-
o minore complessità della molecola della sostanza che
, non si tratta di un comportamento diverso a seconda
natura dei prodotti di combustione ecc.

Passiamo ora ad esaminare un poco più da vicino le fiam-
che danno corrente positiva.

In tutte si ha, nel centro, aumento della corrente coll
vicinare dei piatti. Ma mentre nel metano, nel gas illumin
mescolato previamente o meno con l' aria, nell' alcool si
una distanza dei dischi per la quale si trova spostand
fiamma fra i dischi un massimo di corrente, la quale poi
minuisce coll' avvicinare la fiamma ad un disco, tale dist
non si presentò per il cianogeno, l'acetilene, i vapori di clo
di sodio o rubidio nella fiamma ad idrogeno. Per la prima cl
la distanza della fiamma da un disco per la quale si tro
massimo non dipende molto dalla distanza dei due disc
questo è un fatto molto interessante, sul quale richiami
l' attenzione.

Per rendersi ragione di questa diminuzione presso i p
ed in generale di tutto l' andamento delle curve per le
verse fiamme noi abbiamo fatto alcuni tentativi, per così
teorici; con risultati invero molto scarsi, ma che non credi
del tutto inutile riferire.

§ 8. Tentativi teorici.

a) Per tentare di farci un' idea del comportament
una fiamma in condizioni, se si può dire così, ideali, fa
le seguenti ipotesi: 1° che la fiamma abbia dimensioni
piccole da poter rappresentare le cose
come se fra i piani D_1 e D_2 (fig. 10)
rappresentanti i dischi, fosse un piano
F, la fiamma, in cui avviene la produ-
zione degli ioni, staccati poi e portati
verso i dischi dal campo, 2° che la di-
stribuzione degli ioni non alteri il cam-
po, cioè che essi si muovano come se
il campo fosse in ogni istante uniforme
e lineare da un disco all' altro, 3° che
il numero degli ioni prodotti nell' unità

Fig. 10.

di tempo sia costante ed indipendente dall' intensità del ca
4° che il porre il sostegno della fiamma attraverso il galv
metro al suolo non alteri il campo stesso, 5° che la vel

o ione sia proporzionale all'intensità del campo. Allora
no per uno ione

$$\frac{dx}{dt}=\frac{hk}{2l}\operatorname{sen}\nu t.$$

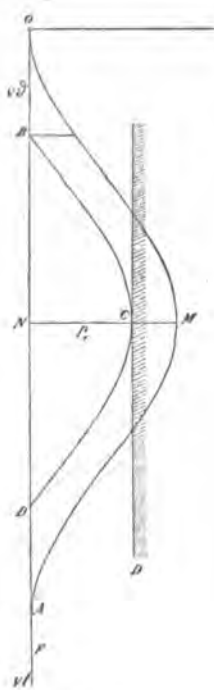
i la posizione x dello ione è contata lungo un asse x
lelo alla direzione del campo, h è la differenza massima
tenziale fra i piatti, $2l$ la distanza di questi, k la velo-
lello ione sotto la forza uno, $\nu=2\pi/T$, in cui T è il
lo di un'alternazione completa. Supponendo di contare
dal piano della fiamma ed il tempo dall'istante in cui il
o ha valore zero, noi avremo che l'equazione del moto
o ione, partito dalla fiamma al tempo ϑ successivo a $t=0$,
dato da:

$$x=\frac{hk}{2l\nu}(\cos\nu\vartheta-\cos\nu t).$$

Fig. 11.

Nel caso speciale in cui $\vartheta=0$, in
ioè lo ione parta dalla fiamma nel-
nte $t=0$ l'equazione diventa

$$x=\frac{hk}{2l\nu}(1-\cos\nu t),$$

siamo farci un'idea del moto di que-
ne mediante la curva O M A della
1, in cui i tempi νt sono portati
sse verticale, mentre le ascisse rap-
ntano gli spazi percorsi alla fine
ispettivi tempi νt. Conseguenza im-
ita dell'equazione (2) si è che: sic-
i vari ioni che partono dalla fiam-
nei successivi tempi ϑ danno luogo
nazioni che differiscono solo per una
nte, per tutti questi ioni $\frac{dx}{dt}$ sarà
ico e quindi nella nostra rappresen-
ne (Vedi fig. 11) si avranno tante
oidi identiche e solo spostate parallelamente a se stesse.

Tale ad esempio è la B C D cui ha dato luogo lo ione p
al tempo $\nu\vartheta$.

Dalla (2) si ricava pure che la massima escursione x
può fare un ione è data da

$$x_m = \frac{hk}{2l\nu}(\cos\nu\vartheta + 1), \tag{4}$$

la quale mostra che queste massime escursioni sono fu
di ϑ, cioè dell' istante in cui parte lo ione dalla fiamm
più grande possibile corrisponde al caso $\vartheta = 0$ ed è da
(Vedi fig. 11)

$$\mathrm{M\,N} = \frac{hk}{l\nu}. \tag{5}$$

Ne segue che vi saranno ioni assorbiti dal disco D
se la sua distanza p dalla fiamma è minore di $hk/l\nu$. In
sto caso il piatto D assorbirà tutti gli ioni partiti dalla fi
dal tempo $t = 0$ sino al tempo $t = \vartheta$, essendo ϑ definit
punto dalla (4) facendo in essa $x_m = p$, cioè sarà dato d

$$\cos\nu\vartheta = \frac{2l\nu p}{hk} - 1$$

ossia

$$\cos\frac{\nu\vartheta}{2} = \sqrt{\frac{l\nu p}{hk}}. \tag{6}$$

Questo numero ϑ possiamo dire che rappresenta il n
degli ioni assorbiti dal piatto D, durante un' alternazione
pleta, giacchè abbiamo supposto nel principio che il n
degli ioni prodotti nell' unità di tempo sia costante.

Ricordiamo ora che vi sono due specie di ioni con
cità diverse $\overset{+}{k}$ e $\overset{-}{k}$ ed essendo $\overset{-}{k} > \overset{+}{k}$, dalla (6) si ved
$\overset{-}{\vartheta} > \overset{+}{\vartheta}$, cioè che il piatto D assorbe un maggior nume
ioni negativi, di quello che non ne assorba di positiv
riterremo che *la corrente positiva che passa per il ga
metro sia rappresentata appunto dall' eccedenza di io
gativi, esauriti dai piatti, sopra di quelli positivi.*

enendo conto della presenza dei due dischi D_1, D_2 noi
no in generale per la corrente galvanometrica I

$$I = \bar{\vartheta}_1 - \overset{+}{\vartheta}_1 + \bar{\vartheta}_2 - \overset{+}{\vartheta}_2$$

i le ϑ sono date da equazioni analoghe alle (6), cioè:

$$\cos\frac{\nu\bar{\vartheta}_1}{2} = \sqrt{\frac{l\nu p_1}{h\bar{k}}}, \quad \cos\frac{\nu\overset{+}{\vartheta}_1}{2} = \sqrt{\frac{l\nu p_1}{h\overset{+}{k}}}$$

$$\cos\frac{\nu\bar{\vartheta}_2}{2} = \sqrt{\frac{l\nu p_2}{h\bar{k}}}, \quad \cos\frac{\nu\overset{+}{\vartheta}_2}{2} = \sqrt{\frac{l\nu p_2}{h\overset{+}{k}}}$$

i p_1 e p_2 rappresentano le distanze della fiamma rispetti-
nte da D_1 e D_2 onde $p_1 + p_2 = 2l$.

'ediamo ora quello che avviene, quando noi cambiamo la
nza dei dischi e spostiamo la fiamma nello spazio com-
tra questi.

ominciamo con una distanza di dischi ed intensità di
o tale che uno ione negativo possa per l'appunto giun-
sopra uno di essi, quando la fiamma è nel centro; allora
(5) dovrà essere

$$l = \sqrt{\frac{h\bar{k}}{\nu}}.$$

vvicinando ora la fiamma ad uno dei dischi D_1, entra in
o solo quest'ultimo, non potendo alcuno ione arrivare sino
sco dall'altra parte; di più su D_1 arriveranno nel prin-
solo ioni negativi e quindi la corrente varrà

$$I = \bar{\vartheta}_1 \quad \text{in cui} \quad \cos\frac{\nu\bar{\vartheta}_1}{2} = \sqrt{\frac{p_1}{l}}.$$

$p_1 = l$, $I = 0$, ma essendo

$$\left(\frac{d\vartheta_1}{dp_1}\right)_{p_1 = l} = \infty$$

de che l'aumento di I in principio è grande, ciò che per-
praticamente di ritenere che, tenendo la fiamma ad

eguale distanza dai piatti e spostando questi ultimi gra
mente, quando abbiamo raggiunto il punto in cui un g
nometro sensibile comincia ad accusare una corrente, q
distanza vale $l = \sqrt{h \bar{k} / v}$, da cui potrebbe seguire una d
minazione del valore di $\bar{k}$. Seguitando ad avvicinare la fia
a D_1, I cresce sempre sino al momento in cui cominciano
arrivare sul disco gli ioni positivi, cioè per $p_1 = l \overset{+}{k} / \bar{k}$.

Da questo momento la corrente cade, bruscamente
prima, per la ragione accennata dianzi e poi più lentam
sino a raggiungere il valore zero per la fiamma addos
piatto, essendo allora assorbiti in egual numero gli ioni
tivi ed i negativi.

A chiarire maggiormente l' andamento della corrente
biamo creduto di rappresentare graficamente le curve
dalle equazioni. Il rapporto di $\bar{k}$ a $\overset{+}{k}$ è stato scelto di 2
Il caso precedente, in cui la distanza dei piatti è il d
della massima escursione degli ioni negativi è rappresen
dalla curva I della fig. 12. Giova ora spiegare una volta
tutte le indicazioni di queste figure. D_1 rappresenta semp
disco di destra ed è tratteggiato verso l'esterno; le ascisse
presentano le distanze della fiamma da questo disco, le
nate le intensità di corrente; M indica un punto a metà
i due dischi. Immaginando poi di avvicinare la fiamma
sco di destra potremo incontrare 4 punti singolari: N_1, i
gli ioni negativi cominciano ad essere assorbiti dal piatto
P_1, in cui gli ioni positivi cominciano ad arrivare al piatt
N_2, in cui gli ioni negativi cessano di arrivare sul disco
sinistra; N_3, in cui cessano di arrivare su D_2 gli ioni pos
A queste varie lettere aggiungeremo poi degli apici in nu
romani per distinguere le varie curve che corrispondono
scuna ad una diversa distanza dei piatti ed illustrano l'
mento della corrente collo spostare la fiamma.

La curva I della figura 12 rappresenta precisamen
caso discusso dianzi; i punti N_1^{I} ed N_2^{I} coincidono con M^{I}
si incontra solo il punto P_1^{I}.

Cominciamo ora col diminuire la distanza $2l$ fra i due
ti in modo che l sia minore della massima escursione di

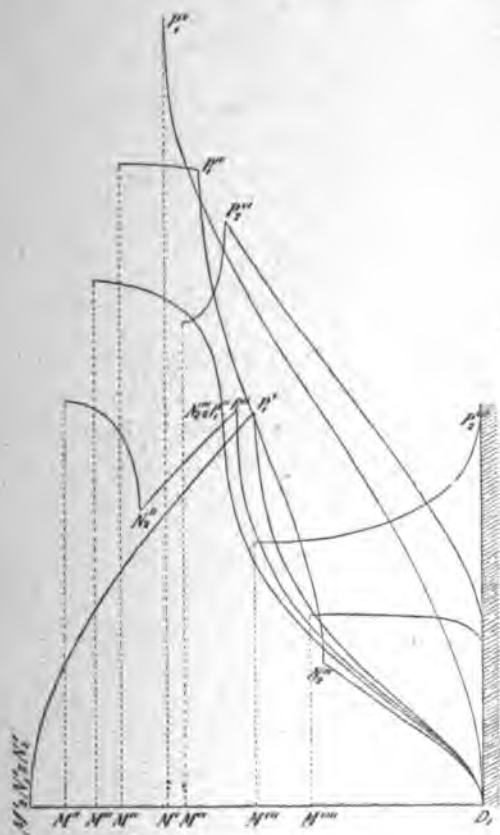



Fig. 12.

ione negativo, ma ancora maggiore della massima per i
tivi. In questo caso quando la fiamma è in M, arrivano gli
negativi su D_1 e su D_2 e la corrente è rappresentata sul
cipio da $I = \overline{\vartheta}_1 + \overline{\vartheta}_2$ e poichè avvicinando la fiamma a D
, cresce meno rapidamente di quello che diminuisca $\overline{\vartheta}_2$, la
ente sarà decrescente come si vede dalla II e decrescerà
a N_2'' in cui cessano i negativi su D_2. Da questo punto la

corrente è data da $I = \bar{\vartheta}_1$ con andamento crescente sino a
in cui cominciano i positivi su D_1. Di qui in poi la corre

è data da $I = \bar{\vartheta}_1 - \overset{+}{\vartheta}_1$ e scende fino a 0 addosso a D_1.

Avvicinando ancora i dischi, i punti N_2 e P_1 vanno accost

dosi sino a coincidere, la qual cosa avviene per $l = \sqrt{h(\bar{k} + \overset{+}{k})}$
ed a questa condizione corrisponde la III. Diminuendo anc
$2l$ il punto N_2 si trova più a destra che non P_1 e si han
curve simili alla IV. Finalmente si raggiunge il tipo V in
la massima escursione dei positivi vale l e quindi $M^V \equiv P_1^V$

$\equiv P_2^V$ e di più, per il rapporto scelto $\bar{k} / \overset{+}{k} = 2$, il punto

cade su D_1. Per tutta la V vale $I = \bar{\vartheta}_1 + \bar{\vartheta}_2 - \overset{+}{\vartheta}_1$.

Fino ad ora la corrente in M si è mantenuta cresce
con l' avvicinare dei dischi; ma dalla V in poi avviene il c
trario; di più entra ora in giuoco il punto P_2, in cui cessa
i positivi su D_2 e la corrente in D_1 non è nulla, perchè gi
gono ancora dei negativi su D_2. Non insistiamo sulle parti
larità successive delle curve VI, VII, VIII, il cui andame
è dimostrato dalla figura.

Vediamo ora se fra queste curve teoriche e quelle spe
mentali c' è qualcosa di comune. Intanto ci possono solo in
ressare le curve che vanno dalla I alla V, perchè solo in q
ste la corrente cresce in M coll' avvicinare dei piatti, car
tere costante nelle curve sperimentali riportate. È bene di
cordare che noi abbiamo constatato che il valore in M
diminuire con l' avvicinare i piatti, ma per distanze così
cole di essi che la fiamma è troppo deformata e le deviazi
galvanometriche troppo incerte o variabili per poter proced
a misure quantitative. Nello stadio I-III due caratteri sono
notarsi. In primo luogo l' ordinata nel punto P_1 ha un val

costante, valendo in quel punto $I = \bar{\vartheta}_1$; $\cos(\nu \bar{\vartheta}_1 / 2) = \sqrt{\overset{+}{k} /}$
e questo fatto si ritrova netto solo nelle curve speriment
per l' alcool. In secondo luogo nello stadio I-III si trova
primo tratto discendente da M ad N_2, carattere non trov
mai nelle curve sperimentali.

b) Un' ipotesi che elimina le brusche variazioni di di-
e nei punti singolari N e P e, quello che più monta,
il massimo nel punto M sarebbe la seguente: supporre
la velocità proporzionale al campo, ma ammettere che
nero degli ioni, staccati dalla fiamma sia proporzionale
drato del campo stesso. Allora il numero degli ioni as-
da un piatto sarebbe invece di $\frac{1}{\nu}\int_0^{\nu\vartheta} dt$ il seguente

$$\frac{1}{\nu}\int_0^{\nu\vartheta} \operatorname{sen}^2 \nu t \, dt = \frac{1}{\nu}\left(\frac{\nu\vartheta}{2} - \frac{\operatorname{sen} 2\nu\vartheta}{4}\right)$$

di varrebbe in generale

$$4\,I = 2\nu\bar{\vartheta}_1 - 2\nu\overset{+}{\vartheta}_1 - \operatorname{sen} 2\nu\bar{\vartheta}_1 + \operatorname{sen} 2\nu\overset{+}{\vartheta}_1 + 2\nu\bar{\vartheta}_2 - 2\nu\overset{+}{\vartheta}_2 - \operatorname{sen} 2\nu\bar{\vartheta}_2 + \operatorname{sen} 2\nu\overset{+}{\vartheta}_2\,,$$

le ϑ hanno i soliti valori dati dalle (8). Nella fig. 13
rappresentate quattro curve corrispondenti a questa ipo-
cominciare dalla I, in cui l' escursione massima dei ne-

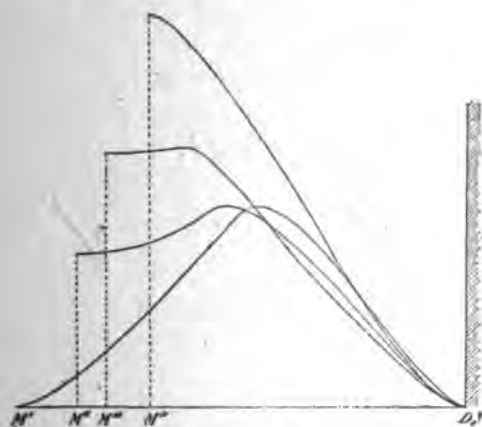



Fig. 13.

è eguale alla semidistanza dei piatti, sino alla IV, in cui
'ultima vale l' escursione massima dei positivi. In esse la

cessazione dei negativi su D_2 e l'arrivo dei positivi su D
produce cambiamenti bruschi di direzione e le curve pr
tano sempre in M un minimo. Nelle prime due curve il
simo ha luogo un po' dopo il punto P_1 e precisamente qu

$$\frac{\operatorname{sen} \nu \bar{\vartheta}_1}{\bar{k}} = \frac{\operatorname{sen} \nu \overset{+}{\vartheta}_1}{\overset{+}{k}}$$

e poichè in generale sussiste sempre

$$\bar{k} \cos^2 \frac{\bar{\vartheta}_1}{2} = \overset{+}{k} \cos^2 \frac{\overset{+}{\vartheta}_1}{2},$$

si vede che il valore della corrente nel massimo dipend
dal rapporto delle due velocità $\bar{K}$ e $\overset{+}{K}$, come d'altronde
niva nel caso precedente.

c) Siccome il sostegno della fiamma viene messa al s
attraverso il galvanometro, e si osserva un forte piegarsi
fiamma verso il piatto più vicino, così si potrebbe anche
sare di introdurre l'ipotesi che la distribuzione del p
ziale fra i due piatti sia in ogni istante lineare, ma nei
da ciascun disco alla fiamma F, che bisognerebbe sup
sempre al potenziale zero. Adesso i due campi a sinistra
stra della fiamma saranno diversi ma mantenendo le i
introdotte nell' ipotesi *a* si avrebbe in generale

$$I = \bar{\vartheta}_1 - \overset{+}{\vartheta}_1 + \bar{\vartheta}_2 - \overset{+}{\vartheta}_2$$

$$\cos \frac{\nu \bar{\vartheta}_1}{2} = p_1 \sqrt{\frac{\nu}{h \bar{k}}}, \quad \cos \nu \frac{\overset{+}{\vartheta}_1}{2} = p_1 \sqrt{\frac{\nu}{4 \overset{+}{k}}} \text{ etc.}$$

Le curve hanno il medesimo carattere di quelle di
nella ipotesi *a)* e si prestano, all' ingrosso, al medesim
ragone con le curve sperimentali. Notevole resta il fatt
nel tratto da I a III (Vedi fig. 14) i vari punti P_1 non
hanno la stessa ordinata ϑ_1 data da $\cos(\nu \vartheta_1 / 2) = \sqrt{\overset{+}{k} / }$
anche la stessa ascissa data da $\sqrt{h \overset{+}{k} / \nu}$. Questo fatto d

comune, in quello stadio ora accennato, è pure presen-
bbastanza bene dalla fiamma ad alcool.

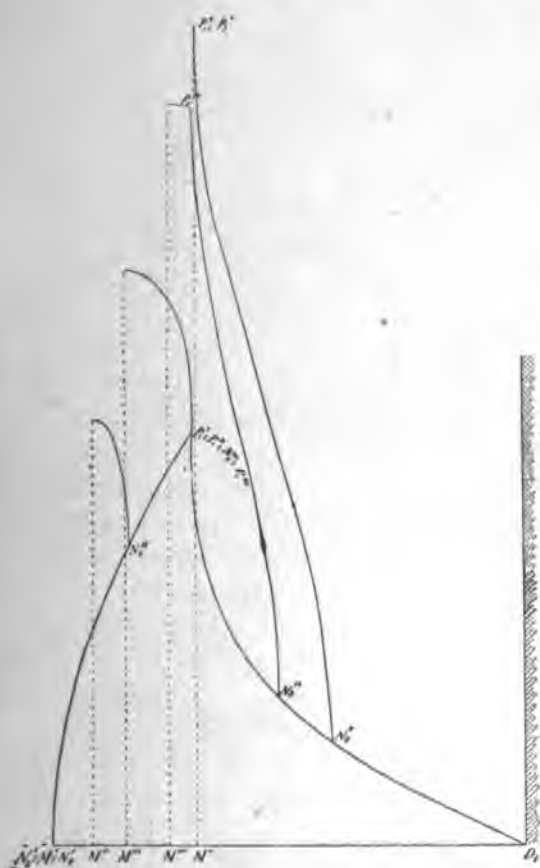



Fig. 14.

iene ora il momento di considerare quale conseguenza
sa trarre da questi tentativi teorici per rispetto alle mi-
perimentali fatte. È chiaro che non c'è da aspettarsi
e successo, pur che si pensi quante semplificazioni sono
introdotte.

e, per esempio, si proietta sopra uno schermo l'ombra
fiamma data da un punto luminoso (come si ottiene di-

rettamente con un arco e con una lente a fuoco molto c
si vede che appena eccitato il campo, la fiamma occupa
spazio molto grande e va ad investire quasi tutto il tratt
i due dischi, intendendo ora con fiamma il corpo di gas
a piccola rifrangenza e che vengono a dare un' ombra
schermo. Questo basti per mostrare quanto sia lontana
vero l' ipotesi fatta precedentemente che la fiamma sia
in un piano F. Inoltre noi abbiamo supposto che tutti gli
di un segno sieno della stessa specie, cioè abbiamo la m
sima velocità, che questa si mantenga costante a diverse
tanze dalla fiamma, ipotesi non rispondenti veramente
realtà (vedi p. e. Rutherford, *Phys. Rev.* XIII, p. 321, 1
Mac Clelland, *Proc. Roy. Soc.* 1899); si aggiunga ancora
stenza di una forte corrente verticale d' aria calda e si i
derà come le condizioni in cui noi abbiamo operato
troppo complesse per potere essere assoggettate ad un'a
teorica qualche poco rigorosa.

Però i nostri tentativi ci hanno fatto vedere almeno
l' ingrosso la causa dell' andamento delle nostre curve s
mentali; così perchè alcune presentino un massimo vers
disco, perchè si possa diminuire di tanto la distanza dei du
schi, che il valore della corrente con fiamma nel mezzo pre
un massimo. Così vogliamo tentare per l' alcool di dete
nare dalla posizione del massimo il valore della velocità
ioni positivi. Poichè in questa fiamma si riconosce sen
mente costante la distanza di questo massimo da uno de
schi, vogliamo scrivere nello spirito dell' ipotesi c che il c
nel tratto vicino al disco sia dato da $\frac{h}{2p}$ sen νt; allora la
sima escursione di un ione positivo sarà dato da $h\overset{+}{k}/p$
quale nel nostro caso del massimo sarà eguale a p, essen
al solito la distanza della fiamma del disco. Se ne ricava

$$\overset{+}{k} = \frac{\nu p^2}{h}.$$

Ora noi abbiamo per la nostra corrente alternata $\nu = 2\pi$
$h = 6000\sqrt{2}$ e la distanza p all' incirca $5^{cm},5$. Il calcolo

$\overset{+}{k} = 0,94$. I valori che ha trovato Child (*Phys. Rev.*
in due suoi lavori molto interessanti sulla velocità degli
irati fuori da una fiamma non sono molto distanti da
o e la concordanza numerica del risultato mostra che il
o modo di spiegare i caratteri più salienti delle curve è
nsiderarsi come relativamente soddisfacente nelle sue li-
generali.

Deformazione della fiamma in un campo alternato.

'enendo la solita disposizione della fig. 1, quando la fiam-
i trova ad eguale distanza fra i due dischi si nota che
appena si eccita il campo, si schiaccia e si abbassa note-
ente. Per vedere a che cosa fosse dovuto questo schiac-
nto abbiamo posto in un campo molto intenso una fiam-
olto piccola, quale è data da gas illuminante che esce da
rellino circolare molto fino ed arde con una fiamma alta
aio di centimetri. La fiamma allora assume un aspetto a
glio molto grazioso e molto caratteristico; e si capisce
o che questo aspetto è dovuto alla persistenza delle im-
ni nell' occhio e ad un movimento periodico della fiamma.
inandola infatti con uno specchio rotante si vede che essa
a e si piega da un disco all' altro con periodo eguale a
o del campo e si può facilmente constatare che si volge
ntemente verso il disco negativo. E questo non ci stu-
sapendo che la fiamma è positiva. Essa si comporta come
fogliolina di un elettroscopio leggerissima elettrizzata po-
mente e che segua il campo per la sua piccola inerzia e
a poca resistenza nell' aria.

)el resto l' inclinazione della fiamma nel senso delle linee
rza è molto netta in un campo costante [1]) ed è anche

[1]) Che una fiamma posta in un campo elettrostatico si pieghi verso il polo nega-
a un fatto già conosciuto da Henley (morto nel 1779), e poi osservato da molti
lopo di lui (vedi p. e. W. Holtz, Carl. Rep. **17**, 285, 1881). È a notarsi che il
(Centralz. f. Opt. u. Mech., VI, 258, 1885) abbia indicato la deformazione di una
come un modo molto semplice per riconoscere la polarità degli elettrodi di una
ina elettrostatica, ma cambiando il senso della deformazione; la cosa fu rilevata
uer (Exner Rep. **24**, 8, 1888); trattati recenti accolgono ancora la versione del
è probabile che la discordanza più che ad errore debba attribuirsi al modo di
e, come p. e. in campo non uniforme; così il Semenov (Comptes Rendus, **134**,
21, 1902) trova che fra due punte la fiamma si volge al polo positivo.

questa una bella prova che gli ioni negativi escono facil
dalla fiamma, mentre i positivi restano indietro a formar
così dire il corpo della fiamma.

Questa interpretazione che noi offriamo del fenomen
interessante della deformazione polare della fiamma è in
accordo con tutto l' insieme dei fatti da noi osservati.

È poi degno di nota il fatto che la deformazione
fiamme non è legata direttamente con l' intensità della
rente che dalla fiamma va al suolo. In genere si può
mare che quando la fiamma non si deforma, non si ha
rente; così le fiamme ad idrogeno o solfuro di carboni
danno correnti nulle, non si deformano menomamente
se portate vicinissimo ai piatti, in modo che già scoc
delle scintilline. Ma viceversa si possono avere delle fia
come quella del fosforo acceso, che subiscono una forte
mazione e danno luogo ad una corrente debolissima (neg
nel caso del fosforo). L' argomento merita forse uno
più approfondito.

§ 10. **Comportamento di una fiamma in un camp elettrostatico rotante.**

Ci parve interessante di investigare anche il com
mento di una fiamma in un campo elettrostatico rotante
rivolgemmo per ciò all' Ing. Emanuele Jona, pregando
volere eseguire alcune misure nel suo laboratorio. I ri
sperimentali che riportiamo nel seguito sono dovuti alla
tesia, con cui accolse la nostra preghiera.

In un campo elettrostatico trifase, costituito da tre
zioni di cilindro alte 80 mm. e distanti fra di loro di 1
posta centralmente una fiammella a gas illuminante u
da un forellino di cannello ferruminatorio, ed alta 50 n
cannello ben isolato fu collegato con un galvanometro
sonval (10000 Ohm di resistenza e sensibilità una div
della scala per $^1/_{840}$ di microampère), di cui l' altro ele
era al suolo.

1ª serie. Trasformatore trifase da 6500 V. La tensio
niva abbassata con opportune resistenze (giova notare c

ione del voltaggio mediante tre reostati sulle tre fasi è iosa, non bastando mettere tre resistenze eguali a causa costruzione non simmetrica del trasformatore). Nel se- e specchietto sono posti in una medesima orizzontale i efficaci nel campo rotante e nella linea inferiore le cor- ndenti deviazioni δ del galvanometro. Vedi fig. 15, cur- A.

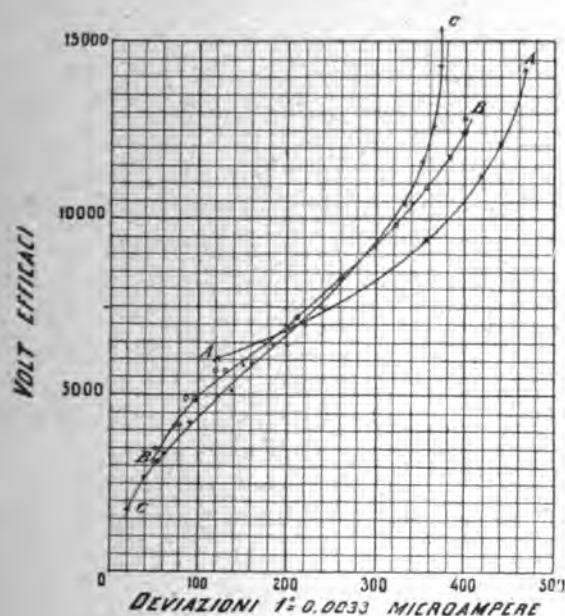



Fig. 15.

5050	6800	8400	9400	11200	12100	12700	14200
120	200	270	355	415	440	455	465

– 2ª serie. Trasformatore trifase da 12000 V. La tensione a abbassata come prima. Curva B B.

3050	3450	4160	4850	5650	6400	7200
51,5	53	77,5	90	125	175	210

8300	980	10900	11700	12400	12800
260	320	355	385	400	400

— 3ª serie. Trasformatore da 65000 Volt. Curva C C

Volt	1730	2600	3280	4150	5100	5800	6400	7
δ	20	38	62,5	84	135	155	192	

Volt	7450	8300	10400	11600	12600	14300	15300
	240	260	330	350	365	370	370

Non si potè spingere più avanti il voltaggio perchè cavano delle scintilline fra le armature del campo. Le B B e C C mostrano un andamento, che parte dall' origi inflette e tende poi ad un valore costante, in modo c corrente da un certo punto in poi non aumenta più con mentare del campo.

La fiammella si schiaccia anche in un campo rotant non fu potuto trovare, come era da aspettarsi, una rota a cono della fiamma stessa.

Per tentare di rendersi conto del comportamento riferito della fiamma si potrebbe ragionare nel seguente secondo l' ordine di idee già sviluppate nel § 7. Suppo la velocità dello ione proporzionale in ogni istante all' sità del campo ed avente la sua medesima direzione. la velocità secondo questa direzione sarà data da

$$\frac{ds}{dt} = h\,k$$

in cui k ha lo stesso significato già precedentemente da h indica l' intensità del campo. L' angolo di cui si spos tangente alla traiettoria nel tempo dt varrà $2\pi\, dt \,/\, T$ esse la durata di un' intiera rotazione, ma lo stesso angolo $ds \,/\, \rho$, essendo ρ il raggio di curvatura. Dunque

$$\rho = \frac{h\,k\,T}{2\,\pi}$$

ed ogni ione descrive con periodo eguale a quello del un cerchio, il cui raggio è proporzionale all' intensi

, alla velocità unitaria k ed alla durata del periodo del ¹).

upponiamo ora che A B C rappresenti nella fig. 16 il cir- cui sono disposte le armature e che qualunque ione il

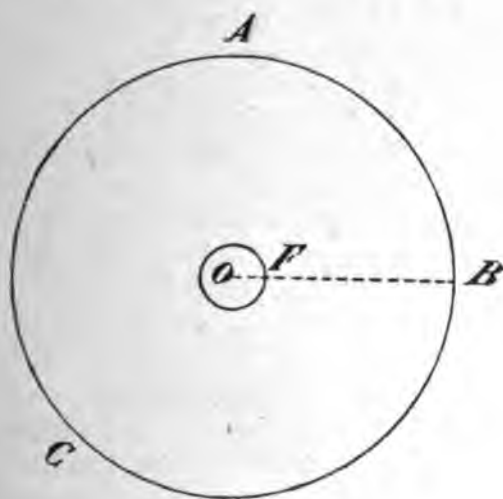



Fig. 16.

nella sua traiettoria circolare arrivi sino ad esso, venga ito dalle armature. E poniamo che la fiamma occupi lo circolare di raggio O F. Nell' istante, in cui si eccita il rotante, ciascun ione descriverà un cerchio, come ab- visto: Se ora il diametro del cerchio descritto dai ne- $2\bar{\rho}$ è minore di F B, non ve ne sarà nessuno assorbito armature. Crescendo il campo, il numero degli ioni ne- assorbiti crescerà linearmente dall'istante in cui $2\bar{\rho} = FB$

[1] Le cose andrebbero diversamente supponendo che lo ione avesse una massa le e che fosse soggetto ad una forza d'intensità costante, rotante uniformemente. upposto portato p. e. d'un tratto nel campo senza velocità iniziale, esso descri- una cicloide generata da un cerchio (di raggio $\frac{h\,e}{m}\,\frac{T^2}{4\,\pi^2}$, in cui h è l'inten- campo, e la carica elettrica, m la massa materiale, T il periodo di rotazione po) il quale rota con periodo T su di una retta avente la direzione del campo ante in cui lo ione fu portato in esso.

sino a $2\bar{\rho} = OB$ per mantenersi costante sino a
e decrescere poi a 0 mentre $2\overset{+}{\rho}$ diventa eguale

Questo, supposto che il rapporto delle due v

sia tale che $\frac{\overset{+}{k}}{\bar{k}} < \frac{FB}{OB}$.

Le esperienze sopra riferite mostrano che la
vanometrica (che per noi rappresenta la somma a
cariche assorbite dalle armature in un periodo)
ad un limite col crescere del campo e questo mo
nelle condizioni ivi presenti gli ioni positivi n
ancora sino alle armature. Valgono a questo pro
restrizioni analoghe a quelle esposte alla fine de

APPENDICE.

A titolo di curiosità riportiamo uno strano co
da noi osservato ponendo in campo alternato lin
ma di una candela stearica. L'esperienza è la s
candela ben isolata arde fra i due dischi D nella
sizione della fig. 1; il campo è molto intenso; t
ed un disco è sospesa una rete metallica in comu
galvanometro. Come è noto lo stoppino della fiam
suole incurvarsi mantenendosi in un piano; e su
la candela sia disposta in modo che questo piano
ai due dischi ed alla rete. Se ora la punta de
rivolta verso la rete, questa si carica positivame
è rivolta dalla rete verso l'altro disco, la rete si
tivamente; e nei due casi la corrente al galvano
grande. Del curioso fenomeno non siamo riusc
un' interpretazione plausibile.

RICERCHE DI RADIOATTIVITÀ INDOTTA,
di A. SELLA [1]).

(Largo sunto dell' Autore).

1. In una Nota preliminare [2]) avevo annunziato che si può
ere radioattivo un corpo metallico, quando si affacciano ad
delle punte e si pongono punte e corpo in comunicazione
poli di una macchina elettrostatica. La prima disposizione
isteva nell' attivare una spirale di filo metallico, coassial-
te alla quale era posto un cilindro fornito di aghi radiali.
Le ricerche ulteriori furono condotte nel seguente modo.
rende una lastra metallica e normalmente ad essa si pon-
3 aghi colle punte verso la lastra. Aghi e lastra sono
omunicazione coi poli di una macchina elettrostatica, ed a
tal distanza fra di loro che si abbia efflusso e non scoc-
o scintille; si lascia funzionare la macchina per un tempo
rminato (di solito mezz' ora). Per misurare poi l' attività
uistata dalla lastra, la si pone in comunicazione con il polo
na batteria di elementi, il cui altro polo è a terra, men-
affacciata alla lastra è una rete metallica parallela in co-
icazione con una coppia di quadranti di un elettrometro,
ui l' ago è mantenuto ad un potenziale costante e l' altra
pia a terra. Si misura allora il tempo necessario perchè la
, inizialmente al suolo, si carichi ad un determinato po-
iale.

2. Il fatto più notevole annunziato nella prima Nota si
che si poteva rendere radioattivo il corpo, anche quando
sto era elettrizzato positivamente, contrariamente ai risultati
ltri sperimentatori.

Le ricerche istituite colla nuova disposizione conferma-
o pienamente i primi risultati. Restava ora di stabilire se
radioattività così generata dipende da uno stato speciale

1) Rend. dell'Acc. dei Lincei, (5), XI, 1. sem., p. 242 e p. 371, 1902.
2) Vedi Nuovo Cimento, (5), 3, 138, 1902.

prodotto nell' aria dall' effluvio elettrico, ovvero
preesistente nell' aria stessa, allo stesso modo del
vità ottenuta dagli altri fisici con corpo negativo

Potei presto stabilire che l' intensità della rad
sunta dalla lamina positiva dipende in grande
stato dell' aria; così essa è quasi nulla operando
in una stanza colle finestre aperte; cresce assai
una stanza, le cui finestre sono state chiuse da p
e diventa molto grande in un locale chiuso da l
come in una cantina.

Di più questa radioattività indotta è piccoli
opera con lamina ed aghi rinchiusi in una cassa
cità di 30 litri, come se questa proprietà dell'
possa produrre in ambienti piccoli; così non si c
zione riempiendo la cassa di ossigeno o di gas
Infine l' attivazione della lamina è indipendente
del metallo.

Questi risultati provano che la radioattività
lastra positiva e punte negative affacciate, si fo
senza di aria, la quale si trova nelle medesime
cui si attiva un corpo negativo, e che furono stu
interessanti risultati da Elster e Geitel e da F
non si può pensare ad attività prodotta, per ese
zono o da un' altra modificazione diretta generata

3. Per ottenere degli effetti più cospicui e
studiare più sicuramente le modalità del fenome
operare nell' aria, ma in un ambiente, in cui fo
l' emanazione dell' ossido di torio scoperto dal
L' analogia fra l' aria atmosferica in luoghi ch
contenente questa emanazione era sufficientem
dalle ricerche di Elster e Geitel e del Rutherfor

Posi allora sul fondo della cassa di 30 litri
data, una capsula contenente mezzo chilogramm
torio ottenuto per precipitazione coll' ammoniaca
di nitrato di torio (provenienti da residui di ret
La lastra e gli aghi erano disposti nell' interno
uniti a fili adduttori ben isolati.

Richiudendo con cura la cassa, lasciando le cose a sè per
16 ore e poi elettrizzando per mezz'ora la lastra e gli
ottenni i medesimi fenomeni che nell'aria libera, ma
ttivazione molto più intensa, circa 10 volte maggiore
nelle migliori condizioni (cioè in una cantina). Si atti-
la lastra sia caricandola positivamente, sia negativamente
essochè in eguale misura.

Se invece si elettrizza la lastra appena richiusa la cassa,
re dopo di avere rinnovata l'aria, si ottiene un'attiva-
molto maggiore con lastra negativa, che non con lastra
iva.

È a notarsi però che questa attivazione in aria fresca,
lastra negativa, che più brevemente diremo attivazione
tiva, è molto più debole (p. es., nel rapporto di 1 a 15)
non quella positiva o negativa, che si ottiene nelle con-
ni precedenti, cioè con aria vecchia.

Esaminando ora le due faccie della lastra, si nota che,
ando con aria fresca, nell'attivazione negativa si attiva
e la parte non rivolta agli aghi anzi talora più intensa-
te, che non quella che ha raccolto l'effluvio, mentre nel
dell'attivazione positiva, essa è debolissima nella faccia
eriore.

Operando in aria vecchia, la faccia non rivolta agli aghi
presenta un'attivazione maggiore della naturale, cioè di
la che si ottiene senza alcun fenomeno elettrico, in un
ente contenente le emanazioni dell'ossido di torio.

L'attivazione negativa in aria fresca ha poi questo di ca-
eristico, che dopo tolta la lastra dalla cassa e di averla la-
a all'aria libera, essa seguita a crescere per alcune ore,
a più del doppio, mentre una lastra attivata in aria vec-
, subito dopo estratta o resta stazionaria per poi comin-
a decrescere lentamente, ovvero presenta un aumento
erissimo.

4. Lasciando all'aria libera una lastra metallica, p. es. di
o spulito, collegata ad una macchina elettrostatica, con punte
cciate ed al suolo, si osserva dopo qualche tempo un'alte-
one della superficie (probabilmente un'ossidazione) che si
one in figure a contorni molto netti e che corrispondono

in tutto alle così dette figure del Kundt. Si presentava q
spontanea l' idea di vedere se la porzione attiva della la
fosse appunto quella, ove la superficie era alterata.

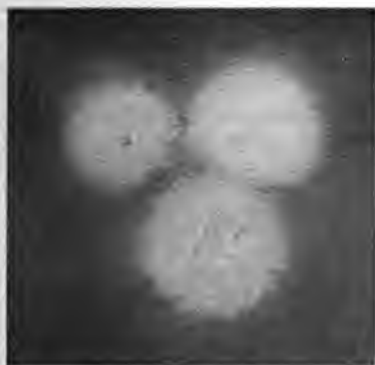
Le figure dette del Kundt furono ottenute da questo
nel seguente modo. Ad una lamina metallica è affacciata
punta; si ricopre la lamina di polvere di licopodio e poi
elettrizza tenendo la punta al suolo; soffiando via la po
sulla lamina, rimane aderente un cerchio di polvere a con
molto netti, sotto la punta, e qualunque sia il segno
elettrizzazione. Il Righi ha mostrato nei suoi lavori sulle
bre elettriche come queste figure si possono ottenere di
mente colla fotografia, ricoprendo la lamina con una l
sensibile, ed Holtz ha osservato il cerchio del Kundt
fenomeno luminoso ricoprendo la lamina di una stoffa di
Recentemente il De Heen ha riottenuto le figure del K
avvicinando una fiamma, ovvero una punta, ad una supe
isolante elettrizzata e poi lasciandovi cadere sopra della
vere di zolfo.

Ma queste figure si possono ottenere immediatament
seguente modo: si provoca l' effluvio fra punta e pian
aria contenente minutissime particelle in sospensione, otte
facendo ardere nelle vicinanze una fiamma fumosa od u
stro di magnesio. Le particelle vanno immediatamente a
porsi sulla lamina secondo le figure del Kundt.

Le ricerche di Nahrwold, Aitken, Lodge, R. v. Helmh
Vandeyver hanno dimostrato la floculazione quasi istant
delle polveri e dei fumi sospesi nell' aria e la sparizione
nebbia in vicinanza di conduttori ad alto potenziale. Il
todo di ottenere le figure del Kundt, che sopra ho rife
mostra adesso dove vanno a battere le particelle sospese
l' aria; esse, elettrizzate dall' effluvio partente dai condut
vanno a fissarsi sui corpi investiti dal soffio elettrico.

Dopo di avere ottenuto una radioattività molto inten
aria vecchia esposta alle emanazioni dell' ossido di torio
avere trovato che essa è molto persistente riducendosi d
ore da 100 a 75 ed a 25 dopo 24 ore presi una lastra co
tivata e la posi sopra una lastra fotografica dopo di aver
terposto un foglio di carta nera. Si ebbero allora nella l

grafica le figure del Kundt; la radioattività viene confe-
alla lamina in quelle porzioni della superficie, in cui si ha
cambio di elettricità fra superficie metallica ed aria ed in
hanno luogo tutti quei fenomeni ritrovati dal Kundt e da
sperimentatori dopo di lui. Mentre, giova ricordarlo, la
na non impressionò la lastra fotografica, quando non era
a elettricamente, mentre le figure di ossidazione potevano
re sopra di essa nettissime (questo mostra che i fenomeni
ne osservati non hanno nulla di comune con quelli rife-
recentemente dal Villard).

Presento nell' unita figura la riproduzione di una foto-
ia così ottenuta e che dimostra che la figura è identica a
la che si osserva direttamente su di una lastra quando si
venire l' efflluvio in aria contenente particelle sospese e
uò ben dire *figura del Kundt radioattiva.*

Viene quindi naturale alla mente il pensare che queste
ticelle attive contenute nell' aria si elettrizzano in vicinanza
e punte e poi vengono lanciate sulla lastra ed ivi fissate.

La figura radioattiva si ottiene con punte sia negative,
positive; e questo mostra che la piccola carica positiva
pria delle particelle dell' emanazione torica, dimostrata dal
o che in campi elettrici deboli esse si muovono nel senso
e linee di forza, non entra in giuoco; ma che si deve im-
ginare che esse particelle attive stando a lungo nell' aria
un recipiente chiuso si attaccano ad aggregati molecolari

piuttosto considerevoli, i quali si comportano p
ticelle di fumo sospese.

Se le cose stanno così, è presumibile che
sistemi di lamina e punta nel medesimo spazio
cando per brevi istanti l'effluvio in un sister
così dire, si purificherà immediatamente ed un
sivo nel secondo sistema non potrà più produr
vazione. L'esperienza ha confermato pienamer
duta. In una medesima cassa della capacità di
dalle due parti della bacinella contenente l'oss
una stessa distanza posi due lamine colle rispe
facciate; quattro fili adduttori uscivano dalla
la cassa chiusa per 24 ore, eccitai una prima l
minuto e poi subito dopo la seconda. La prima
fortemente attiva e la seconda mostrò una tra
zione, quale viene assunta da una lamina lascia
ambiente contenente emanazioni toriche.

E lo stesso fatto della immediata purificaz
per un effluvio risulta anche da questo, che pe
lamina basta una durata brevissima dell'effluv
d'ora non producendo un effetto maggiore di

Collegando la lamina e gli aghi coi poli di
tore Tesla non si ottiene attivazione della lam
comprende ove si ricordi che in queste condizi
non si ha vento elettrico.

5. Un'altra conseguenza probabile della str
lana, per così dire, delle particelle attive sareb
possono raccogliere per altre vie, oltre l'elettric
filtrando l'aria attraverso l'ovatta. Si rinchiu
torio in una cassa munita di due fori e poi per
si produsse un'aspirazione mediante un tubo co
aspiratore ad acqua ed interponendo nel tubo u
ovatta leggermente compressa; proseguendo l'a
a che tutta l'aria contenuta nella cassa (come
poso da 24 ore) fosse rinnovata. Cimentando po
ovatta all'apparecchio di misura, constatai che
acquistato intense proprietà radioattive. E l'aria
d'altra parte le proprietà, che ho ritrovato per

ngo in riposo in presenza di emanazioni toriche. Così quel-
aria filtrata portata in una seconda cassa, dove funzioni un
luvio fra punta e piano, non genera più alcuna attività nella
nina, mentre che ciò avviene se l'aria non è stata filtrata
in eguale misura quasi, come se la lamina fosse attivata
lla cassa principale. E così disponendo di seguito due filtri
llo stesso percorso, il secondo non presenta più traccie di
ività.

Facendo gorgogliare l'aria estratta dalla cassa principale
acqua, questa arresta una parte delle particelle attive. Que-
si constata evaporando a secco l'acqua in una capsula me-
lica e poi cimentando la capsula, che si ritrova radioattiva.
impoverimento dell'aria gorgogliata si dimostra poi me-
nte un efflluvio prodotto nella seconda cassa. L'attivazione
ll'ovatta è dello stesso genere di quella provocata su lamine
talliche dal processo elettrico e questo risulta dal modo con
varia col tempo.

6. Le esperienze descritte nei numeri 3, 4, 5 si riferiscono
te ad aria esposta alle emanazioni toriche, ma hanno ser-
o — stante la maggiore intensità degli effetti — di guida e
iarimento per lo studio dell'aria atmosferica ordinaria.
ngo ora alle esperienze istituite con quest' ultima.

Provocando un effluvio fra punta e piano per pochi mi-
ti in una cantina chiusa da lungo tempo — operavo nella
nza a temperatura costante dell'Istituto Fisico di Roma, la
ale non ha altra apertura all'infuori della porta — si ot-
ne una forte attivazione della lamina. L'effluvio si può
ovocare con una macchinetta ad influenza, ma più comoda-
nte, stante la facilità con cui la macchina si diseccita in
ambiente alquanto umido, con un rocchetto Ruhmkorff di
nensioni medie e colla seguente disposizione. Il polo nega-
o del rocchetto è a terra, l'altro in comunicazione con un
che termina a punta; affacciato a questa si trova un disco
tallico in comunicazione coll'armatura interna di una boc-
di Leida di dimensioni medie, la cui armatura esterna è
suolo. Dall'armatura interna parte una resistenza liquida
tituita da un lungo tubo capillare di vetro ripieno di acqua
tillata, al cui altro estremo è collegata la lamina da atti-

varsi; finalmente affacciate a questa lamina si trov
collegate col suolo.

L'attivazione così prodotta nell'atmosfera no
di dare immagini fotografiche delle figure del K
la radioattività va rapidamente decrescendo ridu
un'ora alla metà e dopo tre ore al quarto del va
Che però la distribuzione delle parti attive sia la
quando si opera nell'aria con emanazioni toriche
statare con apposite misure all'elettrometro, rico
zioni diverse della lastra con piombo in lamina.

Attivata una prima lamina, se si passa ad elett
medesima stanza una seconda e poi successivament
si nota una attivazione sempre decrescente. La
scaturisce subito dalle esperienze, che ho riferito
l'aria della stanza va successivamente purificandosi
celle attive in essa sospese.

Poi passai ad una filtrazione dell'aria. Nel
stanza arrivava dall'esterno un lungo tubo, alla
era posto un filtro di ovatta. Dal di fuori si pote
un'aspirazione costringendo l'aria della stanza a
traverso l'ovatta; dopo alcune ore di aspirazione
mentata all'apparecchio di misura diede segni m
attivazione. L'ovatta, lasciata a sè, perde rapidam
proprietà attive, molto più che non quando ha filt
contenente le emanazioni toriche. Questa differen
trova costantemente, quando si paragonano corpi
aria atmosferica ordinaria o con aria artificialme
duta di emanazioni toriche è molto caratteristica
malgrado tutte le analogie, esiste una differenza
l'attivazione dovuta all'emanazione torica e que
dalle particelle attive contenute nell'aria atmosfe

7. Ho voluto anche ricercare se si può fissare
attive su di un isolante investito dal soffio elett
uopo adottai la seguente disposizione. Alle punte
affacciata una lastra di vetro, la cui superficie po
ricoperta nella parte centrale da stagnola, che ve
zata. L'effluvio dalle punte si produce meno ben
condizioni, non avvenendo lo scambio elettrico, e

raccomandarsi l' uso di una macchina elettrostatica, che
seccita facilmente. Meglio è adoperare il rocchetto colla
osizione descritta al 6.

Per cimentare adesso la lastra isolante all' apparecchio di
ra descritto nella Nota precedente, si dovette ricorrere
rtificio di ricoprire la faccia della lastra stata esposta al-
luvio con un foglio di stagnola. Così si aveva una super-
conduttrice; però i raggi emanati dalla lastra di vetro
ata dovevano prima attraversare la stagnola, di cui pe-
o conoscevo per esperienze preliminari il potere assor-
e. La lastra di vetro mostrò un' attivazione molto minore
uella ottenuta a condizioni eguali da una lastra metallica,
sempre molto notevole, e la minore attivazione può anche
garsi in parte colla minore energia o concentrazione del
o.

8. Riferirò in fine i risultati preliminari di alcune espe-
ze ancora in corso, istituite per decidere se si ottiene una
oattività sugli elettrodi, quando si elettrolizza una solu-
e di nitrato torico. A tale scopo presi il liquido detto com-
cialmente « liquido Auer » che è una soluzione concen-
di nitrato di torio con poco nitrato di cerio, e lo acidi-
fortemente con acido nitrico. Facendo passare una cor-
e debole in modo che si noti appena uno svolgimento di
cine agli elettrodi, si trova fortemente attivo l' elettrodo
tivo.

Questa radioattività è di carattere temporaneo, decrescendo
il tempo; questa circostanza gioverà a caratterizzarne la
ra.

LIBRI NUOVI

GRUNDRISS EINER GESCHICHTE DER NATURWISSENSCHAFTEN,

von D.r F. DANNERMANN.

(I Band, zweite Auflage — Leipzig, W. Engelmann, 1902).

È una specie di antologia delle scienze sperimentali l'A. ha pubblicato per facilitare lo studio, specialmente fisica, nelle scuole superiori. Questa seconda edizione con 69 brani di autori, fra antichi e moderni, che trattano d logia, di botanica, di chimica e prevalentemente di fisic scopo dell'A. è stato di fornire agli studenti quelle notizi ginali sui soggetti principali e più celebri, che servano sare nella mente non solo i nomi, ma anche i meriti pre dei sommi scienziati.

La seconda edizione, che si è resa necessaria nel co pochi anni, attesta la bontà dell'opera, che avrà certo accoglienza anche fra i nostri studenti. A.

L'ETERE E LA MATERIA PONDERABILE,

dell' Ing. M. BARBÈRA.

(Torino, Tip. Bertolero, 1902).

È un tentativo di teoria meccanica dei principali fen fisici, che l'A. svolge partendo da certe ipotesi sulla c zione dell'etere e della materia ponderabile, e sulle scambievoli, o meglio sugli scambi di moto fra l'etere materia ponderabile.

I fenomeni che l'A. cerca di spiegare, oltre quelli coesione, dell'affinità chimica, della cristallizzazione e capillarità, abbracciano anche molta parte di quelli el ed elettromagnetici. A.

GRUNDZÜGE DER TELEGRAPHIE UND TELEPHONIE,
von D.r J. RUSSNER.

ol. in 8° di pp. 274 con 423 figure e 1 tavola. — Hannover, Gebr. Jänecke, 1902).

Dopo una breve storia dei metodi ottici, acustici e idrau-
usati nel passato per le comunicazioni a distanza, in que-
libro vengono descritti i principali tipi di telegrafi elettro-
netici, con molti particolari sui relativi apparecchi, avendo
iale riguardo alla telegrafia sottomarina, alla telegrafia
tipla, e ai telegrafi chimici.

È anche accennato alla telegrafia senza fili, tanto col si-
a Marconi, che con quello Braun.

Sono poi descritte molte applicazioni delle elettrocalamite
gli usi di telegrafia domestica, segnalazioni, allarmi etc.

La telefonia è trattata assai largamente, con la descrizione
sistemi principali di apparecchi, e con molti particolari
modo di porli in opera.

In questo libro sono anche descritti gli avvisatori d'in-
lio, gli orologi elettrici, e la regolazione elettrica degli
ogi ordinari.

In ultimo son descritti i sistemi multipli Baudot e Ro-
nd, e il sistema rapido Pollak-Virag.

Le numerose incisioni, i dettagli degli apparecchi e dei
li di fare le comunicazioni per metterli in opera, rendono
sto libro un prezioso ausiliario per chiunque si occupi di
grafia e di telefonia. A. S.

DAS MIKROSKOP, SEINE OPTIK, GESCHICHTE UND ANWENDUNG,
von W. SCHEFFER.

(Leipzig, G. B. Teubner, 1902).

In questo volumetto di 112 pagine, che è il 35° della rac-
a « Natur und Geisteswelt » pubblicata dal Teubner, è
olto tutto quanto interessa la storia e l'uso del microsco-
sia per l'osservazione diretta, sia per la microfotografia,
lo scopo di popolarizzare le cognizioni relative ad un ap-
ecchio, che non solo serve per ricerche scientifiche, ma

che è un prezioso ausiliario in molteplici circostanze della
ordinaria. A. S.

ZINN, GIPS UND STAHL VOM PHYSIKALISCH-CHEMISCHEN STANDPUNKT,

von J. H. VAN 'T HOFF.

(München, R. Oldenbourg, 1901).

In questo opuscoletto il van 't Hoff, servendosi di al
fenomeni che presentano lo stagno, il gesso e l'acciaio mo
come i fatti della chimica e della fisica sieno fra loro co
tenati. Così ad es. la trasformazione dello stagno ordinari
stagno grigio, che avviene alla temperatura di 20°, è un
nomeno chimico analogo alla fusione. Il gesso presenta f
meni d'idratazione che obbediscono a leggi simili a qu
della evaporazione, e si posson tracciare pel gesso le cu
della tensione massima, come per un liquido.

Finalmente l'acciaio si presta a far riconoscere una
ferenza fra i fenomeni puramente fisici e quelli chimici;
chè mentre nella fisica si considerano soltanto tre stat
aggregazione, nei fenomeni chimici si hanno esempi di q
tro, cinque, sei e più diversi stati, che possono peraltro
sentarsi o no in condizioni apparentemente identiche. Cia
fenomeno è ampiamente illustrato, e vengono partitam
indicate le condizioni sperimentali più adatte per osserva

A. STEFANINI

ÜBER DIE ENTDECKUNG DER ELEKTRISCHEN WELLEN DURCH H. HERTZ UND DIE WEITERE ENTWICKELUNG DIESES GEBIETES,

von Prof. E. LECHER.

(Leipzig, J. A. Barth, 1901).

È il discorso che il Prof. Lecher tenne alla riunione
naturalisti e medici tedeschi che ebbe luogo nel Sette
1901 ad Amburgo. In esso vengono esposti sommariam
ma con chiarezza e coordinazione, gli studi che Hertz e
altri fisici dopo di lui pubblicarono sulle ondulazioni elettr

esto opuscoletto, di 32 pagine, è un pregevole sommario di
che nel campo di questi studi è stato fatto fino al 1901.

A. S.

DIE INTERNATIONALEN ABSOLUTEN MAASSE,
INSBESONDERE DIE ELECTRISCHEN MAASSE,
von A. v. WALTENHOFEN.

(3 edizione. — Braunschweig F. Vieweg und Sohn, 1902).

È un utilissimo manuale, che oltre le definizioni delle
ità assolute, espone brevemente la teoria e le leggi dei fe-
meni cui le diverse unità si riferiscono. Specialmente im-
rtante è la seconda parte, nella quale son fatte numerose
plicazioni sia nel campo della meccanica, sia più specialmente
quello della elettricità e del magnetismo. In essa vengon
ttati, ad es., il momento magnetico, la permeabilità, l'iste-
si, la funzione potenziale, gli elettrometri, i condensatori, i
lvanometri, l'autoinduzione, le correnti alternanti, il campo
tante, le oscillazioni elettriche, il trasporto della forza etc.
:.; e di tutto vengono dati esempi pratici con applicazioni
meriche, che facilitano grandemente l'intelligenza delle
se esposte. Il volume, di 306 pagine, è quindi, oltrechè un
anuale di misure assolute, anche una pregevole introduzione
o studio dell'elettrotecnica

A. S.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXIV, Gennaio, 1902.

LIPPMANN G. *Sulla messa a fuoco di un collimatore o di una
ate per mezzo della misura di una parallasse* (pp. 16-17). — Il
oblema di porre a fuoco un collimatore si riconduce a misurare
distanza L dell'osservatore da un punto P', lontano e inacces-
bile, immagine di un punto qualunque P della fenditura. Tale
stanza, se il collimatore è a fuoco, deve essere infinita. Questo
lore per la distanza è ottenuto se, dopo avere mirato il punto P,

spostandosi normalmente alla linea di mira di una distanz
mirandolo di nuovo, le due linee di mira sono parallele; ne
in cui queste due linee formino fra loro un angolo α, P' è
distanza L tale che

$$\alpha = \frac{d}{L},$$

α non essendo altro che l'angolo sotto cui è veduto dal pu
lo spostamento d, e che gli astronomi chiamano una *parall*

Sperimentalmente si opera nel modo seguente. Si guar
punto P' attraverso una lente ausiliare O, munita di reticol
porta l'imagine di P' su questo reticolo. Spostando quin
lente parallelamente a se stessa di un certo numero d di
metri, si guarda di nuovo: se l'imagine di P è rimasta s
ticolo, P' è all'infinito, altrimenti bisogna cercare di regol
collimatore finchè lo spostamento della lente non alteri la
cidenza.

L'A. osserva che non è necessario che l'obbiettivo au
O sia perfetto: basta solamente che le due parti marginali
metriche che si utilizzano successivamente abbiano lo stesso

Una lente si regola come un collimatore, rischiarando la
dei fili in modo da farla funzionare come collimatore. Ci
spostamento d, che si può comunicare tanto al collimatore
alla lente ausiliare, è soltanto necessario che esso sia ben pa

L'A., per fare l'esperienza, utilizza il carretto di una
china a dividere il cui scorrimento è perfettamente rettilin

LIPPMANN G. *Metodo per verificare se una vite di scorr
o un regolo sono rettilinee* (pp. 17-18). — Si sposta di una
tità arbitraria un carretto mobile guidato dalla vite o dal
che si tratta di verificare. Per conoscere se il carretto è r
parallelo a se stesso, si fa uso di due lenti a reticoli M e
zate coassialmente, in modo cioè che il reticolo di M formi
imagine su quello di F. Delle due lenti, M è portata dal c
e F è fissa, ed entrambi sono press' a poco parallele alla v
spostando il carretto l'imagine di un reticolo rimane sull
la vite è perfetta.

L'A. nota che non è necessario che gli assi delle due
siano l'uno sul prolungamento dell'altro, e che le lenti
esattamente parallele alla vite di scorrimento. È soltanto p
bile, dal punto di vista della qualità delle imagini, che il
lelismo sia sufficiente e che i due obbiettivi rimangano appro
tivamente centrati.

DUHEM P. *Stabilità, per perturbazioni qualunque, di un s
provvisto di un movimento di rotazione uniforme* (pp. 23-

[In] un suo precedente lavoro [1]) l'A. ha stabilito un criterio che [assic]ura la stabilità dell' equilibrio di un sistema animato da un [mov]imento di rotazione uniforme. Quel criterio però era sottoposto [ad u]na restrizione, consistente nel supporre che la perturbazione [appo]rtata al sistema non modificasse il momento, rapporto all'asse [di r]otazione, della quantità di movimento del sistema.

L'A., in questa Nota, toglie quella restrizione ed enuncia il [nuo]vo criterio seguente:

« Sia M_0 un valore del momento della quantità di moto. Sup[pongh]iamo che per ogni valore M, sufficientemente prossimo a M_0, [dell]a stessa quantità, si possano enunciare le proposizioni seguenti.

« 1° A ciascun valore di M corrisponde uno stato di equi[librio] E nel quale la somma $\Phi = F + \Omega + W$ prende un valore [mini]mo fra quelli che essa può prendere senza cangiamento nel [valo]re di M;

« 2° Lo stato E varia in modo continuo allorchè il valore [di M] varia in modo continuo.

« In queste condizioni, lo stato E_0 che corrisponde al valore [M_0] di M è stabile, anche per le perturbazioni che alterano il mo[men]to della quantità di moto del sistema ».

KORN A. *Sulle vibrazioni universali della materia* (pp. 31-33). [L]e teorie meccaniche che l'A. ha avute in vista si riattaccano [alle] molte esperienze di A. Bjerknes, e hanno per scopo di sosti[tuir]e ogni azione a distanza con azioni meccaniche propagantesi [in m]odo continuo in una materia sottilissima, che obbedisce, al[men]o per i movimenti rapidissimi, alle leggi della idrodinamica. [Sup]ponendo che la materia ponderabile si componga di particelle [debo]lmente compressibili, che si muovano in un etere teoricamente [inco]mpressibile e infinito, l'analisi matematica insegna che questo [siste]ma ammette un numero infinito di vibrazioni, le cui durate

$$T_0, T_1, T_2, T_3, \dots T_j, \dots$$

[decr]escenti con j, dipendono dal numero, dalla forma e dalla po[sizio]ne relativa delle particelle compressibili. Queste vibrazioni [poss]ono riguardarsi come causa delle forze apparenti, colle quali [le p]articelle della materia ponderabile sembrano agire le une [sull]e altre. Secondo l'A. le vibrazioni dell' ordine zero e del pri[mo o]rdine forniscono una spiegazione meccanica delle forze di [New]ton e di Maxwell; le vibrazioni del secondo ordine sono la [caus]a delle forze capillari; queste appariscono quando si obbli[gano] le particelle di un gas a riavvicinarsi di troppo: a un certo

[1]) C. R., t. 132, p. 1021, 1901.

momento, le forze capillari prendono il sopravvento e il ga
venta liquido. Dopo questo, osserva l'A., non viene di consegu
di riguardare anche le forze della elasticità e dell'affinità
prodotte da vibrazioni di ordine superiore?

NICOLAIÉVE (DE) W. *Sul campo elettrostatico attorno a
corrente elettrica e sulla teoria del Professore Poynting* (pp. 3
— In questa Nota l'A. riporta una serie di esperienze, i cu
sultati coincidono letteralmente colla teoria del Poynting, co
mandola.

CARVALLO E. *Equazioni generali della elettrodinamica
conduttori e nei dielettrici perfetti in riposo* (pp. 36-39). —
due leggi fondamentali della elettrodinamica, enunciate dall'
una sua precedente Nota, sono:

1ª *Il flusso della corrente totale attraverso una supe
chiusa è nullo.*

2ª *La forza elettromotrice totale in un contorno chiu
nulla.*

In questa Nota l'A. ne dà l'interpetrazione dinamica
formula l'espressione analitica. Ha così le equazioni fondame
della elettrodinamica, che applica ai casi particolari indicat
titolo. Confronta infine i suoi risultati con quelli di Maxwel
levando che due caratteri differenziano la sua dalla teoria di
xwell. Da una parte, la considerazione esclusiva dei con
chiusi per scrivere le equazioni dell'equilibrio dinamico
elettricità e, dall'altra parte, la distinzione e la localizza
delle diverse forze elettromotrici che sembrano confuse in
xwell: l'A. pone quella di Iacobi esclusivamente nei condu
quella proveniente dalla differenza di potenziale nei dielettri

L'A. conclude che il suo metodo sembra imporsi per la
semplicità, per l'assenza di ipotesi, infine per la interpetra
meccanica che fa rientrare le leggi della elettrodinamica nel
cipio generale dei lavori virtuali.

JOB A. *Nuovo metodo per la misura e la inscrizione di
perature elevate* (pp. 39-41). — L'A. già precedentemente a
indicato un nuovo metodo per lo studio della viscosità dei
consistente nel produrre l'elettrolisi in un voltametro, da c
gas sviluppati non trovavano altra uscita che un tubo capil
L'eccesso di pressione che risulta nell'apparecchio misurava l
scosità.

Un'applicazione importante di questo metodo si ha nella
sura delle temperature. Il principio da cui parte l'A., è che
si dirige la corrente costante di gas elettrolitico successivam
in due tubi capillari, l'uno freddo e l'altro caldo, l'eccess

ione prodotto nel voltametro passa da un valore h a un va- H, e il rapporto $\frac{H}{h}$ non dipende che dalla differenza delle erature. La semplice lettura del manometro dà dunque la ra di questa differenza.

L'A. descrive quindi un apparecchio da lui costruito a que- copo, e il cui funzionamento, studiato per confronto con un etro termoelettrico, si è manifestato eccellente. Da questo onto inoltre è risultato che $\frac{H}{h}$ varia come una funzione li- della temperatura. Ne viene quindi che basta determinare unti fissi per conoscere completamente la graduazione del- arecchio.

L'A. infine osserva che le variazioni di temperatura essendo tte per variazioni di pressione, la loro inscrizione è resa fa- Basta far passare nel voltametro una corrente di intensità nte, dirigere il gas sviluppato in modo permanente nel tubo are caldo, e collegare al voltametro un manometro registra- che traccerà la curva delle temperature.

CURIE P. e CURIE S. *Sui corpi radioattivi* (pp. 85-87). — . osservano che se si cerca di precisare l'origine della ener- i radioattività, si possono fare diverse supposizioni che si ppano attorno a due ipotesi generalissime: 1ª ciascun atomo ttivo possiede, allo stato di energia potenziale, l'energia sso sviluppa, 2ª l'atomo radioattivo è un meccanismo che ta a ciascun istante, all'infuori di se stesso, l'energia che viluppa.

li A. osservano che nella prima ipotesi, l'energia poten- deve finire coll'esaurirsi, benchè l'esperienza di più anni dichi fino ad ora alcuna variazione.

irca la seconda ipotesi gli A. osservano, che la energia po- essere somministrata, contrariamente al principio di Car- al calore del mezzo ambiente che proverebbe un raffredda- . Potrebbe anche essere somministrata da sorgenti incognite, liazioni, p. es., ignorate da noi. È verosimile infatti, secondo , che noi conosciamo poco di ciò che avviene nel mezzo che onda, le nostre conoscenze limitandosi ai fenomeni che pos- gire sui nostri sensi, direttamente o indirettamente.

ARPEN V. *Principio relativo alla distribuzione delle linee zione magnetica* (pp. 88-90). — Il principio, equivalente al- zione di continuità e che si presta meglio alle applicazioni, guente:

In un mezzo magnetico sottoposto all' azione di un ce mero di forze magnetomotrici, il percorso delle linee di in è tale che l' energia intrinseca del mezzo è massima.

Indicando con ε, ε'... le forze magnetomotrici agenti, i flussi traversanti queste forze, l' energia intrinseca del sarà:

$$W = \frac{1}{8\pi}(K\varepsilon\Phi + K'\varepsilon'\Phi' + \ldots\ldots),$$

K, K'; essendo coefficienti minori dell' unità.

Bisognerà dunque, secondo l'A. scegliere il tragitto d nee di induzione in modo da rendere massima questa espr che è praticamente calcolabile.

Se come avviene sovente, non si ha che una sola for gnetomotrice, il flusso che l' attraversa dovrà essere mass ciò che è lo stesso, la riluttanza dovrà essere minima.

L'A. dimostra questo principio, rilevando che esso ha analogo in tutti i casi nei quali interviene l' equazione di nuità.

BEAULARD F. *Sulla differenza di potenziale e lo smor della scintilla elettrica a carattere oscillatorio* (pp. 90-92). - avendo constatato che i valori dati in una sua precedent per la differenza di potenziale, relativa a una data distanz siva, compresa fra $0^{cm},1$ e cm. 1,0 erano dieci volte più alti i di un errore commesso nei calcoli, e che quindi i valo erano cento volte più bassi, riporta i valori corretti nelle s tabelle:

I.

c	V	V'	V'—V
0,1	1,573	16,10	14,53
0,2	1,967	27,50	25,53
0,3	2,324	38,20	35,88
0,4	2,700	47,70	45,00
0,5	3,085	56,30	53,22
0,6	3,471	64,90	61,43
0,7	4,048	71,60	67,55
0,8	4,812	77,00	72,19
0,9	7,032	81,60	74,57
1,0	8,043	84,70	76,66

II.

c	α	θ
0,1	487,5	0^s,0094
0,2	955,5	0,0048
0,3	1306,5	0,0035
0,4	1521,5	0,0030
0,5	1618,5	0,0028
0,6	1696,5	0,0027
0,7	1521,0	0,0030
0,8	1248,0	0,0036
0,9	682,5	0,0067
1,0	546,0	0,0084

In queste V rappresenta, al solito, il valore efficace del po-
iale, fra sfere di 1 cm. di diametro, determinato coll' elettro-
ro assoluto; V' il valore della differenza di potenziale, per una
sa lunghezza di scintilla, secondo Bichat e Blondlot; α il
iciente del fattore di smorzamento $e^{-\alpha t}$, i cui valori sono stati
otti dalla formula $\alpha = \frac{1}{4} n \frac{V'^2}{V^2}$, per $n = 19,5$, essendo n il
ero delle scariche per secondo; θ finalmente indica il tempo
fine del quale l' ampiezza sarebbe ridotta a $\frac{1}{100}$.

Dall' esame dei valori trovati si rileva che lo smorzamento
enta, passa per un massimo per una distanza esplosiva di cm.
e quindi diminuisce. Questo risultato, secondo l'A. può di-
dere dalle costanti del circuito di scarica (self-induzione e ca-
tà) e da diverse altre circostanze, come l' energia irradiata
scintilla, dalla sua temperatura, dalla sua resistenza e dal
ro meccanico che essa compie nel suo percorso attraverso
ia. Comunque sia, l'A. conclude, la vibrazione ha una forma
lolare molto smorzata, conformemente alle idee di Poincaré e
kness.

P. Baccei.

Drude's Annalen, Vol. 5°, N. 8, 1901.

Lemström S. *Intorno al comportamento dei liquidi nei tubi
llari sottoposti all' influenza d' una corrente elettrica aerea* (pp.
757). — La corrente elettrica generata da una macchina ad
enza fra un tubo capillare pescante nell' acqua in comunica-
e colla terra, e una punta disposta nell' aria sovrastante, pro-
un innalzamento d' acqua, formandosi delle goccie in qualche

punto del tubo capillare. Perchè abbia luogo co
occorre che il polo positivo della macchina sia col
si può osservare la formazione di goccie quand'
sia distante di 75 cm. dalla superficie dell' acq
maggiori continua l' innalzamento, ma senza prod
nel tubo. L'A. determina l' intensità della cor
d' una bottiglia di Leyda di nota capacità, misura
scintille fra le sfere d' uno spinterometro, essend
chio di misura intercalato nel circuito fra l' acqu

La quantità d' acqua sollevata è proporzion
della corrente, la quale dal canto suo è proporzio
della distanza fra il menisco nel tubo capillare e
quantità d' acqua dipende inoltre dal diametro
lunghezza dello stesso e dalla resistenza del
stessa quantità varia poi in ragione diretta del
della corrente; ciò non è però vero che per inte
tre minuti, la quantità d' acqua scorrente giù
della gravitazione divenendo eguale a quella inn

Pare che le soluzioni saline si comportino
analogo all' acqua, purchè siano diluite (1 g. pe
però la quantità innalzata minore, a parità di alt

Kaufmann W. *Sopra un' analogia fra il co*
trico delle sostanze incandescenti del Nernst e qu
duttori d' elettricità (pp. 757-772). — L'A. in una
aveva mostrato come si possa dedurre il comport
dei gas conduttori da una « caratteristica » E =
la tensione alle estremità del tratto gazzoso, J l'
rente. Siccome tali risultati erano puramente ele
ottenuti senza ipotesi di sorta intorno all' ignoto
terno dei fenomeni di scarica, l'A. crede legittin
senz' altro ad un qualunque conduttore, p. es. ad
solido avente una caratteristica analoga. Infatti l
tate a questo proposito conducono al risultato
incandescenti del Nernst, il cui comportamento
voltaico risulta dalle ricerche del Burnie e del L
trician, 43, p. 75, 1899), non ostante il meccanism
essenzialmente diverso, possiedono le stesse parti
p. es. potenziale di scarica, tensione e corrente m
intermittenti.

Van der Plaats J. D. *Sulle imagini sogget*
lindriche e astigmatiche (pp. 772-793). — Dopo qua
storica, l'A. dà un sunto dei fenomeni che si pre
cilindriche, di cui passa poi a dare la teoria geo

costruzione della formola $\frac{1}{0} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$, considera in un apsito capitolo l'aberrazione sferica. Da ultimo viene data la teoria lle lenti astigmatiche, delle lenti sferiche oblique, nonchè degli ecchi cilindrici.

STARK F. *Osservazioni intorno alla legge di Ohm* (pp. 793-3). — Continuando le ricerche riferite nel Vol. 5° degli stessi *nali* (p. 89), l'A. espone qui la differenza fra deviazione vera apparente dalla legge dell'Ohm, discutendo pure il concetto forza elettromotrice, e dando in seguito una formola esprimente limite di validità di quella legge.

Da ultimo vengono considerate alcune conseguenze della corte di convezione elettrica, e più specialmente i fenomeni di ratificazione.

RUHMER E. *Fotografie cinematografiche dell' arco voltaico; il tografofono, fonografo fotografico* (pp. 803-811). — Le ricerche l Duddel intorno alle variazioni dell' intensità luminosa d' un co voltaico accompagnanti le variazioni dell' intensità della corte indussero l'A. ad eseguire le esperienze qui riferite. Con dispositivo composto di un apparecchio fotografico ordinario, e alla lastra sensibile si impartisce un movimento rettilineo, cendola cadere liberamente da una certa altezza, l'A. ottiene lle fotografie eccellenti delle diverse specie d' arco voltaico.

Constatò nel corso di quelle ricerche che le minime variani dell' intensità della corrente che si producono facendo parlare microfono collegato ad una bobina d' induzione in comunicazione ll' arco, generano delle variazioni sensibili dell' intensità lumisa dello stesso, l'A. si vale di quei fenomeni per costruire un ro fonografo fotografico, nel quale i raggi luminosi di variabile tensità incontrano una pila al selenio di alta sensibilità.

WARBURG E. *Sull' effetto dell' irradiazione sulla scarica a intille* (pp. 811-818). — Rettificando una esperienza dello Swyndauw, in base a cui questi aveva criticato l' interpretazione delffetto dell' irradiazione sulla scarica a scintille data dal Warrg l'A. trova che l' effetto dei raggi ultravioletti consiste esclusivamente in una diminuzione, non già del potenziale esplosivo, del ritardamento per un incremento sia lento che rapido della fferenza di potenziale.

GUTHE K. E. *Sulla scarica a scintille con oscillazioni rapide* p. 818-829). — Scopo di queste esperienze è di esaminare l' onione del Warburg, secondo la quale sotto l' influenza d' una radiazione bastantemente intensa avverrebbe un ritardo della arica a scintille dello stesso ordine di grandezza della durata

d' oscillazione. L'A. costata che la differenza fra il poten
massimo, calcolato in base alla formola del Warburg, e il p
ziale statico di scarica, pur diminuendo al crescere dello s
zamento, è affatto indipendente dalla durata delle oscillazioni
sta così dimostrata la non validità delle vedute del Warbur

LUMMER O. e KURLBAUM F. *Il corpo « nero » elettrican arroventato* (pp. 829-837). — Gli A. dànno qui una detta descrizione del corpo « nero », cioè trovantesi nell' interno d cavità a pareti della temperatura medesima, che da anni vie loro profittevolmente impiegato. Il riscaldamento elettrico ri assai pratico e pare che non siano fondate le obbiezioni form dal Paschen e dal Wanner contro il dispositivo degli A.

KLINGELFUSS FR. *Ricerche intorno ai rocchetti d' indu* (pp. 837-872). — L'A. studiando le relazioni esistenti fra gl menti del rocchetto d' induzione, constata che, a magnetizza eguale del nucleo circondato dalla spirale primaria, la lung delle scintille secondarie cresce in ragione diretta del nu degli avvolgimenti secondari. Fra la tensione della extra-cor primaria e la corrente magnetizzante vi è pressochè propor lità, ad eccezione dei valori iniziali e finali; a ugualità di cor magnetizzante e di capacità del condensatore, la extra-cor primaria raggiunge poi una tensione maggiore, quando è m il numero degli avvolgimenti secondari. La tensione indot proporzionale al campo magnetico, non variando però la lung della scintilla in ragione diretta della tensione.

Viene poi stabilito che la tensione d' una scintilla nell dipende dalla lunghezza della distanza esplosiva e dalla inte di corrente della scintilla, avendo così scintille di lung eguale ad inegualità di lunghezza. Ad egualità di magnetizza e di capacità del condensatore, l' induzione del rocchetto è pendente dalla lunghezza della scintilla secondaria, cioè resistenza esterna.

L'A. definisce in seguito « stato normale » degli ele del rocchetto quello, nel quale la capacità e la corrente ma tizzante sono fra loro nel rapporto necessario, perchè la lung massima convenevole sia precisamente raggiunta, ma non lo più, se si aumenti la capacità o si diminuisca l' intensità corrente magnetizzante. Ritenuto poi che la tensione indotta stato normale e la grandezza dell' intervallo, ove si possa nerlo, variando la corrente magnetizzante e la capacità, mis l' efficacia del rocchetto, l'A. descrive qualche apparecchio d costruito secondo i principi sovra menzionati.

Kiebitz F. *Sulle vibrazioni elettriche delle verghe conduttrici* (872-905). — Un eccitatore avente la forma di verga emette alla vibrazione fondamentale delle vibrazioni armoniche su-ri, i cui periodi sono frazioni impari del periodo fondamen-. L'A. constata otto vibrazioni siffatte, la cui intensità risulta debole a confronto di quella della vibrazione fondamentale. tatori di forma diversa presentano fenomeni alquanto simili, essendo però armonici i periodi delle vibrazioni superiori.

Le superficie nodali e ventrali della forza magnetica in vici-a della verga eccitatrice corrispondono approssimativamente lcoli teorici dell'Abraham.

Lo smorzamento di quelle vibrazioni cresce col diminuire distanza fra eccitatore e ricevitore, essendo per la vibrazione amentale a 2 m. di distanza il decremento logaritmico 0,154, la prima vibrazione superiore 0,184, alla distanza di 30 cm.

La causa dello smorzamento l'A. la vede nell'irradiazione ergia, piuttosto che nello sviluppo di calore Joule nella illa eccitatrice.

Un ricevitore rettilineo possiede una risonanza meno distinta non un ricevitore circolare, potendosi pure constatare riso-a col coherer, il quale funziona o come conduttore o come tore di grande capacità.

Kapp A. W. *Studi intorno al termometro ad aria* (pp. 905-. — L'A. ricava le seguenti conclusioni dalle proprie ricerche:

1. Lo spazio nocivo deve venir quanto possibile ridotto.

2. Per collegare il serbatoio d'aria al manometro, conviene si usi un tubo capillare pieghevole di metallo, onde poter ef-are il riscaldamento a maggior distanza dal manometro.

3. Il serbatoio d'aria conviene che sia fatto d'una sostanza, i coefficiente di dilatazione cubica sia determinato a meno ,0000003.

4. Scala, dispositivo di lettura e barometro, conviene che suscettibili d'una determinazione esatta a meno di 0,1 mm. pressione.

Per le misure fino a 300° basta considerare la temperatura spazio nocivo come eguale alla temperatura ambiente, pur-le oscillazioni di quest'ultima non eccedano 3°. Sotto tali izioni si può (con accuratezza di qualche decimo di grado) lare la temperatura in base ad una formola assai semplice, ndo la correzione per lo spazio nocivo mediante una curva data A. Non è poi necessario di fare le operazioni corrispondenti misura dei volumi in un termostato ben regolato, potendosi urare le oscillazioni inferiori ad un grado.

KRÜGER F. *Sopra l' influenza della temperatura s tibilità termica dei vetri* (pp. 919-924). — L'A. misur duttibilità termica di alcuni vetri secondo un metodo quello del Christiansen ma non soggetto all' influenza sistenze nocive », constata che quella grandezza dim 0,031 fino a 0,045 per cento per un aumento di tem un grado.

Le grandi divergenze fra le misure precedenti d del Paalhorn non vengono spiegate da tali risultati però probabile che la diversità della materia sia su renderne ragione.

VON GEITLER F. *Sulla deflessione dell' ago ma l' influenza dei raggi catodici* (pp. 924-931). — Basan sultati delle esperienze qui riferite, l' A. ritiene ch dentemente da qualunque teoria si possa concludere catodici posseggano effetti magnetici.

SCHULER W. *Esperienze intorno alla sensibilità d dell' analisi spettrale* (pp. 931-943). — Nei due primi sistema di Mendelejeff la sensibilità spettro-analitica di ogni gruppo parziale scema al crescere del peso sali alogenici di quei metalli la sensibilità d' uno ste scema al crescere del peso atomico dell' alogeno, nel zioni ossigeniche coll' aumentare del numero degli a geno. La presenza simultanea di parecchi metalli sce bilità di ognuno di essi, diminuendo al passare dai gieri ai metalli gravi la sensibilità dei metalli leggie più in più, mentre quella dei metalli gravi viene s influenzata.

Mescolando dell' acido cloridrico gazzoso o del v roformio al gas luce, la sensibilità dei metalli nello s fiamma viene scemata in modo considerevole, essendo del cloroformio superiore a quella dell' acido cloridric

WEINHOLD A. *Modificazione del termostato di La* 943-944). — Descrizione d' una modificazione del te Laspeyres, colla quale l'A. intende di eliminarne qu veniente. A. GRA

Philosophical Magazine. Serie 6., Vol. 2,

TROWBRIDGE J. *Sullo spettro dell' idrogeno e di composti* (pp. 370-379). — Nuovi esperimenti hanno l' ipotesi, già esposta dall'A. (*N. Cim.* (5), 2, p. 231 tro lineare dell' H non possa considerarsi indipende

ello del vapor acqueo. Ora egli conclude che in ogni scarica
ttrica sia necessaria la presenza di vapor acqueo, che, con la
a dissociazione determina l'intensità e i caratteri della scarica
ttrica. Inoltre, l'idrogeno sarebbe un coibente perfetto, e il
ssaggio della scarica dipenderebbe dalla dissociazione dell'idro-
no e dell'ossigeno, per cui, cambiando la distribuzione dell'e-
rgia, i gas son resi luminosi. Usando elettrodi di rame elettro-
ico in un'atmosfera d'idrogeno apparentemente puro, con una
arica ottenuta mediante una corrente continua l'A. ha osservato
e dall'elettrodo negativo si deposita rame puro e a quello po-
ivo si forma sottossido di rame. Scariche di grandi condensa-
ri fanno svolgere ossigeno dall'alluminio e dal magnesio del
mmercio. Non ostante le cure più minuziose, si osservano sem-
e delle bande del carbonio nello spettro dei tubi contenenti
Ag, O od NH_3. Al diminuire della dissociazione del vapor
queo e al crescere della resistenza del tubo, diminuisce lo
lendore delle righe dell'H; ed è possibile portare un tal tubo
o stadio dei raggi X partendo da una pressione di 1 a 2 mm.
ltanto facendovi passare una forte corrente continua. I raggi X
citati da tal corrente continua son dovuti alle radiazioni provo-
te dalla dissociazione del vapor acqueo estremamente rarefatto.

NUTTING P. G. *Sulla funzione dell'emissione completa* (pp.
9-386). — La relazione fra emissione, temperatura e lunghezza
onda, sviluppata teoricamente da Wien e da Planck, esprime
quantità della radiazione di un corpo nero o di un radiatore
fetto, per le temperature e pei periodi pei quali la funzione è
tinua; ma essa è inapplicabile ai radiatori imperfetti, nei cui
ttri esistono dei massimi indipendenti dalla temperatura per
ticolari periodi. Scopo dell'A. è di costruire la funzione per
missione, il periodo e la temperatura che valga per l'emis-
ne di tutte le sostanze a tutte le temperature, e tanto per gli
ttri a righe che per quelli continui.

BALY E. C. C. e SYERS H. W. *Lo spettro del cianogeno* (pp.
6-391). — Gli A. riferiscono degli esperimenti che confermano
esultati dello Smithells sugli spettri dei composti del carbonio
r. *N. Cim.* (5), 3, p. 331).

BARUS C. *Trasmissione delle emanazioni del fosforo attraverso
ria ed altri mezzi* - Parte III (pp. 391-403). — *Graduazione
ultanea, volumetrica ed elettrica, del tubo a corrente di vapore
l'ionizzatore a fosforo* (pp. 477-488). — Queste ricerche, con-
te con un metodo elettrico, si riferiscono all'apparente dimi-
zione dell'ionizzazione prodotta dal fosforo, col decorrere del
npo, per distanze fisse dalle armature del condensatore, e alla

trasmissione dell' ionizzazione attraverso strati di aria o di
mezzi.

Osservando poi simultaneamente il colore della nube, la
tata del gasometro e la diminuzione della differenza di poten
del condensatore tubulare, l'A. trova che la corrente di scar
la derivata del logaritmo del potenziale rapporto al tempo
sensibilmente proporzionali alla portata, ma con coefficienti v
bili da una serie ad un' altra di osservazione.

Burbury S. H. *Sulla legge della distribuzione, $e^{-2h\chi}$ di B
mann e sul teorema di van der Waals* (pp. 403-417). — La l
che l'A. dimostra è quella che asserisce che il tempo duran
quale le coordinate delle molecole, in un moto stazionario
pareti elastiche, sono comprese fra i valori x_1 .... e $x_1 + dx$
è proporzionale ad $e^{-2h\chi} d\sigma$, dove χ è il potenziale di tutt
forze agenti sulle molecole, h è una costante, e $d\sigma = dx_1 \, dy_1$ ...

Quanto al teorema di van der Waals, l'A. fa osservare
quantunque esso sia esatto, non è conciliabile con la legge
cedente: e ciò perchè quel teorema si basa su ipotesi che
sono ammissibili nella teoria di Boltzmann; cioè non si appl
ambedue al medesimo corpo nel medesimo stato. Se il teorem
van der Waals valesse pei gas, il termine gas sarebbe amb
Esso rappresenterebbe, almeno matematicamente, due stat
versi, separati da una linea, da una parte della quale prevarr
la legge $e^{-2h\chi}$ e dall' altra il teorema di van der Waals.

Jeans J. H. *Il meccanismo della radiazione* (pp. 421-455
In questa Nota, prevalentemente analitica, l' A. cerca di
un' interpretazione di una certa classe di fenomeni, rifere
tutti alla medesima ipotesi sulla struttura della materia. E
le varie ipotesi proposte, l'A. ritiene che nessuna serva allo s
talchè è costretto a formularne una nuova, secondo la quale
atomo materiale sarebbe formato da un gran numero di ioni
sitivi e negativi, ciascuno dei quali avrebbe una massa mate
L' azione reciproca dipenderebbe quindi dalla distanza e da
termini proporzionali alla massa materiale l' uno, e a quella
trica l' altro. Bisogna poi ammettere, per tali azioni, che pe
stanze grandi si riducano alla legge di Coulomb, e per dist
piccolissime si riducano sempre ad una repulsione.

Da questa e da altre ipotesi l'A. deduce la spiegazione
diverse apparenze degli spettri luminosi, il fenomeno Zeeman
conduttività elettrica etc.; ma non è possibile dare di tutto
breve sunto.

Buchanan J. *Contribuzione alla teoria dell' induzione ma
tica nel ferro e negli altri metalli* - Parte II (pp. 456-462

no esposti i calcoli di due formole armoniche, relative a curve magnetizzazione dell' Ewing.

RHOADS E. *Esperienze sul cambiamento delle dimensioni del ro per effetto della magnetizzazione* (pp. 463-468). — Le espenze eseguite si riferiscono al cambiamento di lunghezza che bisce una sbarra di ferro in un campo magnetico.

NATANSON L. *Sulla doppia refrazione nei liquidi viscosi in vimento* (pp. 469-477). — È noto che una distorsione prodotta una sostanza trasparente provoca una doppia refrazione, che ssa al cessare della deformazione, come fu osservato da Mach da Maxwell pei corpi plastici o pei liquidi molto viscosi. In esta Nota l'A. discute la teoria della doppia refrazione accidene nei liquidi, ma limitandosi a quella parte che si può risolre con mezzi puramente idrodinamici, senza entrare cioè in nsiderazioni derivanti dalle teorie ottiche. Le formole che egli iene si accordano coi resultati sperimentali di Umlauf e del Metz.

RICHARD T. W. e ARCHIBALD E. H. *L' accrescimento dei cri-lli, studiato con la fotomicrografia istantanea* (pp. 488-500). — loperando luce naturale o luce polarizzata, gli A. hanno eseito delle microfotografie di cristalli in via di accrescimento; e grandendo poi le prove fino a 4000 diametri hanno preso delle sure, da cui resulta che l' aumento diametrale dei cristalli, pprima molto rapido da intorbidare i contorni dell' immagine, nbra rappresentato dalla relazione $D^{1} = k\,t$. La struttura crilina apparisce in tutte le immagini, talchè sembra che non sta la fase liquida che, secondo Link (*Pogg. Ann.* 46, p. 258, 39) dovrebbe precedere la formazione dei cristalli. Se tale fase presenta realmente, o il diametro dei globuli è inferiore al tere separatore del microscopio, ovvero la velocità adoperata impressioni al più al secondo) è insufficiente a rivelarla.

ASHTON A. W. *Sulla resistenza dei dielettrici e sull' effetto di a f. e. m. alternante sulle proprietà isolanti della guttaperca* p. 501-523). — Dalle numerose esperienze eseguite dall'A. relta che nei cavi ad okonite nelle prime ore la corrente cresce crescere della f. e. m.; ma ciò non prova che pel dielettrico n valga la legge di Ohm, perchè la vera corrente di conduzione ve esser notevolmente minore della corrente totale finchè l'eletizzazione non sia continuata per periodi molto lunghi.

La deteriorazione nelle proprietà isolanti della guttaperca mbra dovuta all' azione dell' ozono e non ad un' azione meccaca delle alternazioni della forza elettromotrice.

Hill B. W. *Sulla doppia refrazione accidentale nei liq*
(pp. 524-527). — Continuando uno studio precedente *(N. C*
(4), 12, p. 136) l'A. ha sperimentato sopra cilindri di gela
disciolta nell'acqua, sottoposti a una deformazione statica. A
temperatura di 0° essi mostrano una doppia rifrazione, che no
possibile osservare alla temperatura di 23°, e si comportano c
solidi il cui limite di elasticità sia piccolissimo.

More L. T. *Sulla tensione dielettrica* (pp. 527-531). — È
replica alle osservazioni del Sacerdote (*N. Cim.* (5), 3, p. 1
L'A. dà alcune spiegazioni e insiste nel ritenere che nelle de
mazioni osservate da Cantone, Sozzani ecc., abbiano parte a
cause diverse da quelle studiate.

Chree C. *Applicazioni dei solidi elastici alla metrologia*
532-558 e 594-616). — È un importantissimo studio delle de
mazioni che subiscono gli strumenti di misura per effetto d
elasticità dei materiali che li costituiscono; ma non è possi
farne un breve riassunto.

Pearson K. *Sulle linee e sui piani che meglio rappresent
un sistema di punti nello spazio* (pp. 559-572). — È una N
che non si presta ad un breve sunto; ma che è molto inte
sante per la rappresentazione grafica dei resultati sperimenta

Porter A. W. *La funzione dell' emissione per un corpo
emette uno spettro a righe* (pp. 573-574). — L'A. ha osserv
che le righe dello spettro dell'idrogeno sono molto ben rap
sentate dalla formola

$$E = F \operatorname{sen}^2 (N v) \mid \operatorname{sen}^2 v ,$$

dove F è un fattore che dipende da λ e dalla temperatura, e

$$v = \pi \sqrt{\frac{4 p_0}{p_0 - p}}$$

essendo $p_0 = 27418{,}3$ ed N un numero intero molto grande,
es. 1000 o 10000, e p (frequenza dell'oscillazione) può assum
un valore qualunque pel quale v è reale.

Lord Rayleigh. *Sul rocchetto d' induzione* (pp. 581-594).
È una trattazione del funzionamento dei rocchetti d'induzio
nella quale son considerate le principali condizioni che interv
gono nella pratica.

Se la rottura del primario fosse istantanea, la permeabi
del ferro costante, non vi fossero correnti Foucault e il sec
dario non avesse capacità, la perdita d'energia sarebbe nulla
il circuito magnetico fosse chiuso.

Se il secondario ha le due estremità in comunicazione con le ature di un condensatore, si hanno delle oscillazioni elettriche, nendo conto delle diverse condizioni, si trova che il limite pel nziale esplosivo è dato da

$$V = \mathbf{I} \sqrt{\frac{N v}{q}}$$

ndo N il fattore smagnetizzante, v il volume del nucleo, q la cità del circuito ed **I** l'intensità della magnetizzazione. Per occhetto in cui $\mathbf{I} = 1700$, $N = 0,3$, $q = 23 \mid 9 \times 10^{11}$ far., il leigh trova $V = 17,9 \times 10^{5}$ volts, cui corrisponderebbe una illa di 24 cm.; invece il rocchetto non dava che 8 o 10 cm. scintilla.

Questa formola, relativa a circuiti chiusi molto lunghi e nello di saturazione, e nella quale non intervengono nè il numero spire nè l'intensità della corrente primaria, mostra gli in- enienti dei nuclei troppo lunghi.

Se il nucleo non ha raggiunto la saturazione magnetica si ha

$$V = \mathbf{H}' \sqrt{\frac{v}{N q}}$$

H è il campo dovuto alla corrente primaria. La lunghezza scintilla è allora proporzionale alla intensità della corrente aria.

Le formole precedenti accennerebbero a valori grandissimi quando la capacità del secondario fosse trascurabile; ma de- notare che esse sono ottenute supponendo assenti le correnti cault e istantanea la rottura del primario. Ora le correnti pa- ite, se la loro durata non è brevissima, possono ridurre di o la forza elettromotrice indotta nel secondario.

Quanto alla durata della rottura del primario, il Rayleigh ra come essa influisca sulla f. e. m. indotta; e con esperienze rompendo il primario con un colpo di pistola o di fucile, a che una rottura brusca può produrre lo stesso effetto della cità aggiunta al primario. L'influenza del tempo che dura la ra del circuito è diversa al variare del numero delle spire arie; e una riduzione nel numero di tali spire impone, per e la medesima f. e. m. indotta, una rottura più brusca del ario.

SKINNER C. A. *Sulle condizioni determinanti la caduta di nziale agli elettrodi nelle scariche dei tubi a rarefazione* (pp. 638). — L'A. ha eseguito numerose esperienze adoperando ubo nel quale tanto uno degli elettrodi, quanto la sonda unita

all' elettrometro erano mobili entro tubi barometrici uniti a
ove avveniva la scarica. Questa era prodotta da una batte
600 accumulatori.

Le misure eseguite si riferiscono all' influenza della di
fra gli elettrodi, dell' intensità della corrente, della pressio
gas e della superficie del catodo e dell' anodo.

JEANS J. H. *Valutazione teorica del rapporto fra i*
specifici di un gas (pp. 638-651). — Per portare il valore t
di γ in accordo coi resultati sperimentali, l'A. propose già
Trans. 116) di mettere in conto le azioni scambievoli fra l
teria e l' etere, e mostrò che anche un' azione piccolissim
alterare le conclusioni cui conduce il teorema Maxwell-Boltz
sulla distribuzione dell' energia. Nella presente Nota è tr
con maggior dettaglio la natura di tali modificazioni, e vien
minata la possibilità di ottenere un valore teorico di γ ch
maggiormente d' accordo coi valori sperimentali.

AMAGAT E. H. *Sull' isoterme dei fluidi, e in particolar*
l' idrogeno (pp. 651-653). — Riferendosi ad una Nota di
Innes (*N. Cim.* (5), 3, p. 482) l'A. fa osservare che spe
tando fino a 3000 atmosfere egli aveva già nel 1893 ricono
che le isoterme di tutti i corpi presentano una curvatura
distinta.

BEATTIE R. *Sulla lunghezza della scintilla di rottura*
circuito induttivo (pp. 653-658). — Il circuito usato aveva
sistenza di 3,3 ohm e l' induttanza di 1 henry, e veniva
rotto allontanando uno dei poli dall' altro. Con intensità va
da 1,2 a 15 amp. l'A. misurò la lunghezza della scintill
elettrodi di natura diversa, e trovò che mentre per grandi
sità la scintilla è più lunga con elettrodi di carbone e più
con quelli di platino, con la corrente di 3 amp. la lung
maggiore si ha coi metalli più fusibili, come il bismuto
piombo. A. STEFANI

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

SUL FENOMENO EDISON.

Ricerche sperimentali del Dott. M. ALLEGRETTI [1]).

Edison nel 1884 osservò che, ponendo una lastrina me-
lica nell' interno di una lampada a incandescenza e con-
ngendo questa lastrina con uno dei serrafili di un gal-
nometro, mentre l' altro era posto in comunicazione col
o positivo della lampada, allorchè questa veniva accesa
go del galvanometro deviava per effetto di una corrente,
andava dall' estremo positivo della lampada alla lastrina.
Di questo fenomeno si occupò in seguito il Fleming [2]),
quale, riprendendo le esperienze del Preece [3]) adoperò
a lampada ordinaria col filamento a ferro di cavallo, nel
interno, tra i due rami del filo, si trovava la lastrina
tallica. Egli trovò che facendo aumentare l' intensità
la corrente che alimentava la lampada, aumentava anche
ntensità della corrente tra il filamento e la lastrina, il cui
enziale era quello del polo negativo della lampada. Poi-
è il fenomeno Edison era tanto più intenso quanto più la
trina era prossima al polo negativo, si deve ammettere
e le varie parti del filamento si comportassero diversamente
petto alla lastrina: e che effettivamente uno dei principali
enti del fenomeno fosse la porzione negativa del filamento,
mostrava il fatto che, se tra quest' ultima e la lastrina
nterponeva uno schermo di mica, la corrente secondaria si
nullava. Eccitando poi la lampada con una corrente alterna-
il fenomeno della conduttività unilaterale avveniva alterna-
amente tra la lastrina e quell' estremo del filamento che
a positivo.

1) Lavoro eseguito nell' Istituto di Fisica dell' Università di Pisa, diretto
Prof. A. Battelli.

2) Phys. Soc. 1896 e Phyl. Mag. Vol. 42 p. 52, 1896.

3) Proc. of the R. Society, vol. 42, p. 219, 1885.

I resultati ottenuti si modificavano se la
nell'interno della lampada veniva riscaldata; in
teneva una corrente sempre della medesima inte
gendo col galvanometro tanto il polo positivo q
tivo della lampada. Sembra infine, secondo il Fl
fenomeno Edison si propaghi in linea retta; in
strina veniva posta all' estremità di un tubo con
l' interno della lampada, ma con un gomito ad
non si aveva più alcun indizio di corrente.

Il Fleming osserva che tali fenomeni si
gare ammettendo che siano dovuti a particelle
tivamente che si distaccano dal filamento,
possono essere o di gas, o di carbone che a q
peratura si disgrega.

Per altra parte lo Stark [1]) si occupò lun
scarica elettrica fra carboni incandescenti nei
ottenendo, conformemente a ciò che aveva otten
che la corrente attraverso il gas ottenuta col
era più intensa di quella ottenuta col polo positi
il grado d' incandescenza del carbone veniva
sceva l' intensità delle due correnti positiva e
cinandosi il rapporto delle due correnti stesse
resultato ha probabilmente relazione con quell
Fleming riscaldando la lastrina posta nell'interno
e concorda con quello ottenuto dal Clelland [2]) st
duttività dei gas provenienti dalle adiacenze di
descente. In alcune lampade però la corrente
e il polo positivo appariva più intensa di que
strina e il polo negativo: esse tornavano a c
modo generale, quando si diminuiva il loro gr
scenza.

Lo Stark non trae alcuna conclusione si
denti resultati, tranne che le f. e. m. delle du
sono generalmente uguali. Tuttavia egli si por

1) Wied. Ann. T. LXVIII 1899. pp. 918-949.

2) Proc. of the Cambridge Phil. Soc., Vol. X, part.
e segg.

corrente tra filamento incandescente e metallo sia o no
ntinua come la corrente in un conduttore; ma non può ri-
ondere se non con una congettura, poichè, egli dice, ad un
rto grado d'incandescenza del carbone della lampada, il
s rarefatto non possiede ancora nessuna conduttività, e può
ltanto avvenire in esso una scarica, quando la tensione
ora l'elettrodo ha superato un certo valore; questa scarica
basserà notevolmente la tensione, e la corrente verrà inter-
tta per nuovamente ottenersi quando si consegue di nuovo
tensione di scarica. Ad un grado d'incandescenza più ele-
to, il gas pel forte riscaldamento acquista una conducibilità
rmanente e la corrente diviene stabile. Ossia, si avrà dap-
ima una corrente intermittente, e poi, alzando sufficiente-
ente la temperatura, una corrente continua.

Vanno poi citate come esperienze riferentisi a questo fe-
meno, quelle di W. Hittorf [1]), il quale trovò che la cor-
nte elettrica fra un elettrodo ordinario e carbone incande-
ente, attraverso un gas rarefatto, passava più facilmente
ando questo carbone era catodo che quando era anodo; e
elle di Goldstein [2]), che ottenne un identico resultato.

Infine, appare in rapporto col fenomeno Edison la tra-
issione dell'elettricità per mezzo dell'aria calda, come si
ò indurre dalle esperienze di Buff [3]) e di Elster e Geitel [4]),
quali mostrarono che la maggior parte dei gas, sieno
si alla ordinaria o a bassa pressione, prendono carica posi-
a al contatto di un corpo incandescente, mentre questo si
ttrizza negativamente. Le esperienze di Nahrwold [5]), di G.
centini [6]), di G. Vicentini e M. Cinelli [7]), confermarono i
sultati di Elster e Geitel, che del resto erano stati prece-
ti da Becquerel [8]) e da Blondlot [9]), il quale mostrò anche

1) Wied. Ann., 21, 1884, p. 133.
2) Wied. Ann., 24, 1885, p. 79.
3) Ann. de Chem. und Pharm., 90, 1854, p. 277.
4) Wied. Ann., 19, 1883, p. 588; 31, 1887, p. 109; 37, 1888, p. 315.
5) Wied. Ann., 35, 1888, p. 107.
6) Lum. Elec., 50, 1893, p. 187.
7) N. Cim., (3) 36, 1894, p. 297.
8) Ann. de Chimie et de Phys., (3) 39, 1853, p. 355.
9) Journ. de Phys., serie 2., 1887, p. 116.

che la legge di conducibilità di un gas caldo non era la le
di Ohm.

Va notato da ultimo che Clelland [1]) e Richardso
hanno studiato la conducibilità prodotta nei gas dall' azione
metalli incandescenti a pressione atmosferica e a press
ridotta, cercando di mostrare come tale conducibilità sia
vuta all' ionizzazione prodotta dal metallo incandescente.

Nonostante le esperienze riferite, la questione rin
insoluta: se, cioè, il fenomeno Edison sia dovuto a ionizzaz
o ad una vera e propria proiezione di particelle cariche n
tivamente, o ad una emissione di raggi simili ai raggi cato
o all' una e all' altra causa insieme.

Ed è appunto per illustrare più che sia possibile qu
fenomeno, e tentare di precisarne la causa, che ho intrap
una serie di nuove esperienze di cui darò ora un breve r
conto.

Descrizione degli apparecchi.

2. Dopo aver lungamente adoperate delle ordinarie
pade elettriche ad incandescenza, munite lateralmente di
tubulatura per potervi introdurre la lastrina metallic
modo che resultasse perpendicolare al piano del filame
dovetti finalmente realizzare un tipo di lampada che mi
mettesse un' assai rapida sostituzione del filamento, e
tempo stesso mi desse la possibilità di far variare, dentr
miti assai estesi, la distanza della lastrina dal filam
stesso. A tal uopo feci costruire un pallone di vetro in fo
di sfera, del diametro di 12 cm., la cui apertura poteva e
chiusa da un tappo smerigliato munito di tre fori: attrav
i due laterali passavano gli elettrodi destinati a soste
il filamento, simile a quello delle lampade ordinarie, e
foro centrale passava un tubo destinato a congiungere l
parecchio con la pompa. Il pallone inoltre portava lateralm

1) Proc. of the Cambridge Phyl., Soc. Vol. XI, 1902, p. 296.
2) Ibid., p. 286.

un tubo lungo 10 cm., e del diametro di 2 cm., che permetteva l'introduzione della lastrina. La chiusura ermetica si otteneva versando nella svasatura dell'apertura una densa soluzione alcoolica di glu marino.

Un inconveniente, che si presentava in queste esperienze e che deve aver talvolta alterato anche i resultati dei precedenti sperimentatori, era la variazione della pressione, dovuta ai gas emessi dal filamento per l'elevata temperatura. Cercai di ripararvi, per quanto fosse possibile, nel modo seguente: congiunsi la lampada non direttamente alla pompa, ma ad un recipiente di vetro di capacità circa quaranta volte maggiore, e la tenni accesa per un tempo assai lungo, circa due o tre ore prima di cominciare le esperienze, mentre ancora agiva la pompa. L'aria veniva estratta dapprima mediante una pompa Carrè, in seguito con un'ottima Sprengel a tre cadute: ed erano necessarii parecchi giorni, anche facendo agire ininterrottamente la pompa, per raggiungere la rarefazione più conveniente. Per tal modo, durante un'intera esperienza, la pressione rimaneva costante: di ciò mi son sempre assicurato, misurandola prima e dopo l'esperienza. La f. e. m. della corrente che alimentava la lampada era di 110 Volta; nel circuito si trovava un galvanometro ed una resistenza variabile, per mantenere costante l'intensità della corrente stessa durante tutta un'esperienza.

Per misurare l'intensità del fenomeno adoprai dapprima un galvanometro Thomson, in seguito, nello studio sull'influenza di un campo magnetico, un galvanometro Depretz-D'Arsonval, tipo Olivetti.

Un voltmetro Carpentier poteva misurare la f. e. m. agli estremi della lampada.

La disposizione generale degli apparecchi è quella della fig. 1.

3. Le prime ricerche sono state volte a studiare come varii il fenomeno Edison col variare della distanza della lastrina dal filamento; e per poter variare tale distanza di quantità note, usai la seguente disposizione. Un'asticella di ottone, verniciata con gomma lacca, al cui estremo era saldata

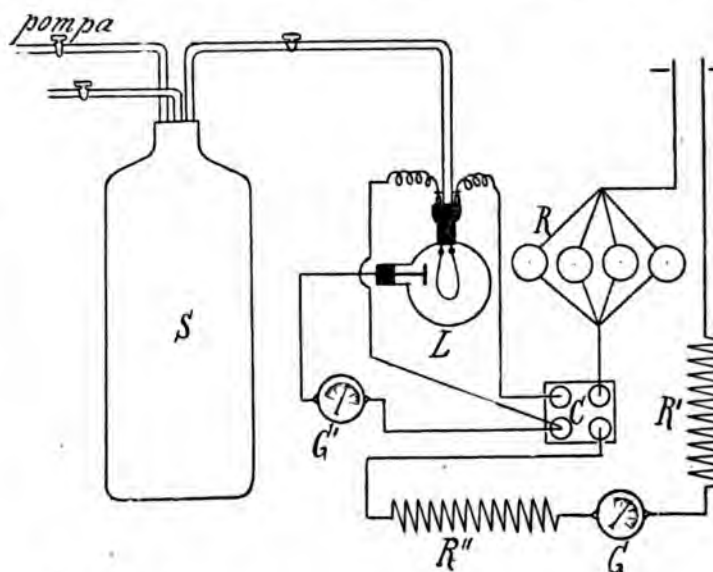
una lastrina circolare pure di ottone del diametro di 19 m
poteva scorrere a tenuta d' aria per mezzo di una vite,

S - Serbatoio.
L - Lampada colla lastrina.
G' - Galv. per la misura dell' intensità della corrente attraverso il g
R R' R'' - Resistenze variabili.
G - Galv. inserito nel circuito della corrente principale.

Fig. 1.

passo di un millimetro, avanti e indietro in una ghiera
veniva masticiata con glu marino alla estremità del t
della lampada. Un disco di ebanite, portato dall' asticella, p
metteva di fare avanzare o retrocedere la vite senza po
la lastrina in comunicazione col suolo: questa veniva c
giunta con un serrafilo del galvanometro, mentre l' al
serrafilo comunicava col polo positivo della lampada.

Tali esperienze a distanze variabili furono fatte a pr
sioni diverse: e i resultati di ciascuna esperienza sono s
ottenuti prendendo le medie delle deviazioni che si otte
vano, prima allontanando la lastrina dal filamento, poi
vicinandovela fino alla distanza iniziale.

Le tabelle seguenti contengono i risultati di queste misure: nella prima colonna sono segnate le distanze della lastrina metallica dal filamento, nella seconda le deviazioni del galvanometro, nella terza la pressione. Le curve relative (Tav. I) furono costruite prendendo per ascisse le distanze della lastrina, per ordinate le intensità della corrente tra quest' ultima e il filamento, in unità arbitrarie.

TABELLA I.

Distanza in mm. della lastrina dal filamento	Intensità della corrente attraverso il gas, in unità arbitrarie	Pressione in mm. di Hg.
3	255	0,003
4	171	»
5	130	»
6	109	»
7	88	»
8	70	»
9	55	»
10	43	»
11	36	»
12	24	»
13	18	»
14	11	»
15	7	»
16	4	»
17	3	»
18	2	»
19	1	»
20	0	»

TABELLA II.

Distanza in mm. della lastrina dal filamento	Intensità della corrente attraverso il gas, in unità arbitrarie	Pressione in mm. di Hg.
3	205	0,005
4	165	»
5	107	»
6	70	»
7	39	»
8	25	»
9	16	»
10	13	»
11	7	»
12	3	»
13	2	»
14	1	»
15	0	»

TABELLA III.

Distanza in mm. della lastrina dal filamento	Intensità della corrente attraverso il gas, in unità arbitrarie	Pressione in mm. di Hg.
3	110	0,009
4	68	»
5	45	»
6	30	»
7	18	»
8	12	»
9	8	»
10	5	»
11	4	»
12	2	»
13	0	»

TABELLA IV.

Distanza in mm. della lastrina dal filamento	Intensità della corrente attraverso il gas, in unità arbitrarie	Pressi[one] in m[m.] di H[g.]
3	35	0,0
4	23	»
5	16	»
6	12	»
7	8	»
8	5	»
9	3	»
10	2	»
11	1	»
12	0	»

TABELLA V.

Distanza in mm. della lastrina dal filamento	Intensità della corrente attraverso il gas, in unità arbitrarie	Pressione in mm. di Hg.
3	18	0,08
4	14	»
5	10	»
6	8	»
7	5	»
8	3	»
9	1	»
10	0,5	»
11	0	»

Dalle precedenti tabelle e dalle curve corrispondenti (t-
vola I) possiamo fin d'ora osservare come l'intensità del

corrente tra la lastrina e il filamento sia tanto più grande quanto minore è la pressione nell'interno della lampada e come, crescendo questa, essa rapidamente diminuisca.

Quando la pressione ha dei valori assai piccoli, la curva è paragonabile ad un ramo di iperbole, se la pressione aumenta, la curva tende a diminuire la propria curvatura e tanto più, quanto più cresce la pressione.

4. Altre esperienze furono dirette a ricercare se, e come variava il fenomeno Edison quando si variava la superficie della lastrina metallica.

A tale scopo costruii due dischi A e B, di spessore e diametro maggiore di quello della lastrina. Nella parte centrale del disco A fu praticato un incavo nel quale poteva incastrare esattamente la lastrina; similmente il disco B era munito di un incavo in cui poteva adattarsi il disco A. Ambedue i dischi erano scorrevoli lungo l'asticella d'ottone a cui era affidata la lastrina e potevano, al movimento opportuno, esser lasciati cadere successivamente su questa, aumentandone la superficie nel rapporto 1 : 4 : 9.

L'intensità della corrente aumentava, ma non proporzionalmente, coll'aumentare della superficie della lastrina. Un esempio del modo con cui avveniva questa variazione, si ha nella seguente tabella, in cui le deviazioni riportate sono la media di un gran numero di esperienze, fatte nelle stesse condizioni.

Dev. con lastrina di sup. di mm. q. 78,5	Dev. con lastrina di sup. di mm. q. 314	Dev. con lastrina di sup. di mm. q. 707,5
73	174	261

Si vede come, mentre le superficie crescono nel rapporto di 1 : 4 : 9, le deviazioni crescono nel rapporto 1 : 2,4 : 3,6.

5. Per meglio decifrare il fenomeno, ho creduto utile poi ricercare se il fenomeno Edison avesse prodotto qualche effetto di natura precisa, se per esempio avesse impressionato una pellicola fotografica. Questa, avvolta sopra un piccolo cilindro metallico, e riparata dalle radiazioni luminose mediante

alcuni strati di sottile carta nera, venne posta tra la las
e il filamento; ma siccome veniva profondamente alterat
l' innalzamento della temperatura, pensai di eccitare la
pada a intervalli di tempo uguali, in modo che la pel
si riscaldasse di poco e potesse raffreddarsi nell' interval
due successive accensioni.

All' asse di un movimento di orologeria, venne app
un disco metallico, alla cui periferia era saldata un' ast
pure metallica, la quale poteva, per una determinata posi
del disco, pescare in una vaschetta di mercurio posta i
municazione con un polo della corrente principale : l
del movimento era congiunto con uno degli estremi de
mento. Si comprende come, mettendo in moto il sister
circuito fosse chiuso e quindi la lampada s' illuminasse
istanti solamente in cui l' asticina pescava nella vasc
Variando la velocità di rotazione, si poteva far variare
cere la durata dell' accensione e la durata dell' interval
due accensioni consecutive.

La pellicola, preparata nel modo già detto, fu, in di
esperienze, sottoposta a esposizioni di durata via via cres
fino a quattro ore (la durata dell' esperienza fu in tal
di tre giorni consecutivi), ma non potei riscontrare a
impressione. Questo resultato negativo non esclude per
che il fenomeno Edison non abbia azione fotografica : pot
darsi che la carta funzionasse da schermo; e che realr
possa essere così, lo fa sospettare la seguente esperienz

Se si circonda la lastrina metallica, senza però
toccare, con un involucro conico di carta, anche se vien
l' esperienza nelle condizioni più favorevoli, non si osser
cuna deviazione nel galvanometro.

Poichè non si poteva difendere la pellicola dalla
senza eliminare l' effetto Edison, tentai di sperimentar
nendo scoperta la pellicola stessa, e mandando nel filar
una corrente incapace di renderlo incandescente. Sebbe
lastrina fosse alla minima distanza dal filamento, il gal
metro cominciava a deviare soltanto quando cominciava
candescenza, la quale, per quanto debole, bastava ad in
sionare la pellicola.

6. Non avendo potuto ottenere un resultato positivo per questa via, mi rivolsi a studiare come un campo magnetico facesse variare il fenomeno Edison, sperando di poter trarre qualche conclusione dal suo comportamento sotto questo riguardo. Già il Fleming [1]) aveva trovato che, avvicinando alla lampada un magnete in forma di ferro di cavallo, la corrente attraverso il gas diminuiva notevolmente: ed aveva spiegato tale diminuzione ammettendo che la resistenza del gas rarefatto aumentasse per la presenza del campo.

Ottenni un identico resultato adoperando un magnete rettilineo, lungo 120 cm., tale, cioè, da poter ritenere dovuta all'azione del solo polo vicino alla lampada, ogni eventuale perturbazione del fenomeno.

Tanto nel caso in cui il polo presentato fosse un polo nord o un polo sud, si otteneva la stessa diminuzione, come mostra la tabella seguente

Posizione di riposo	Deviazione dovuta al fenomeno Edison	Deviazione col polo sud	Deviazione col polo nord	Differenza
65	295		250	—45
65	290	247		—43
67	290		245	—45
65	287	243		—44
64	285		247	—38
66	285	241		—44
66	286		240	—46
67	284	238		—46
63	285		241	—44
61	289	244		—45
62	289		243	—46
64	285	240		—45

1) Phil. Mag., vol. 42, 1896, § 33, p. 101.

7. Riconosciuta così in generale l'influenza del ca
magnetico, sia positivo che negativo, volli precisare il s
di codesta influenza ricorrendo alla seguente disposizione

Un dischetto metallico circolare portava una fenditura
metrale di circa un millimetro di larghezza; posteriorm
a questo disco, e alla distanza di circa due centimetri, si
vavano due lastrine semicircolari, isolate fra loro e poste
medesimo piano, in modo da lasciare fra di loro uno sp
vuoto, o fenditura, un poco più larga della prima e para
a questa. Dalle lastrine suddette partivano due fili di rame
lati, che passando attraverso alla ghiera colla quale si chiu
la tubulatura della lampada, potevano esser messe alterna
mente in comunicazione con uno dei serrafili del galv
metro, mentre l'altro era al solito in comunicazione coll'estr
positivo del filamento. L'apparecchio descritto si adattava
l'interno della lampada in modo che la linea mediana
fenditure e il filamento si trovassero nel medesimo piano.
fuori, e col proprio asse parallelo alle due fenditure, si tro
il magnete, essendo affacciato allo spazio compreso tra la p
e le seconde lastrine.

Quando il magnete non era eccitato, accendendo la
pada, non si osservava alcuna deviazione nel galvanom
poichè il dischetto funzionava da schermo: quando il
gnete veniva eccitato, se la corrente attraverso il gas
stata deviata da una parte o dall' altra del piano del
mento e delle due fenditure, essa avrebbe incontrato o l'
o l' altra delle due lastrine, e il galvanometro avrebbe indi
quale delle due fosse stata incontrata.

Le tabelle seguenti contengono i resultati di alcune
rienze. Le denominazioni di « lastrina di sinistra » e di
strina di destra » s' intendono prese per rispetto ad un o
vatore il quale, posto nell'interno della lampada, coi
verso il cappio del filamento, essendo questo in basso
volto verso le lastrine.

Lastrina di sinistra.

Posizione di riposo del galvanometro	Deviazione col filamento incandescente	Deviazione prodotta dal polo sud	Deviazione prodotta dal polo nord
98	100	118	100
98	100	190	100
172	175	187	174
173	175	188	164,5
162	164	178	163,5
172	174	186	173,5
223	225	237	225
224	227	240	226

Lastrina di destra.

Posizione di riposo del galvanometro	Deviazione col filamento incandescente	Deviazione prodotta dal polo sud	Deviazione prodotta dal polo nord
97	100	100	113
97	99	98,5	115
96	99	99	114
97	99	98	114
203	205	204,5	219
200	202	201,5	214
196	198	197,5	219
195	198	197,5	217

Appena reso incandescente il filamento, si ha solo una piccolissima deviazione dalla posizione di riposo (colonna seconda delle due tabelle): in seguito la deviazione iniziale viene aumentata (colonna terza della prima tabella) se si

affaccia un polo sud mentre è in comunicazione c
nometro la lastrina di sinistra, oppure se si affacci
nord, mentre è in comunicazione col galvanometro
di destra (colonna quarta della seconda tabella).

Conclusioni.

8. Dalle esperienze esposte si può concludere:

a) L' intensità della corrente dovuta al feno
son diminuisce coll'aumentare della distanza che
lastrina dal filamento. La diminuzione è assai più
quello che porterebbe la legge di proporzionalità,
pressione ha valori assai piccoli (curve 1, 2, 3):
pressione aumenta, la curva che esprime l' andar
fenomeno in funzione della distanza, tende ad
alla linea retta (curve 4, 5).

Esaminando poi quale sia l'intensità della co
traverso il gas, che corrisponde a una medesima di
a pressioni diverse, si vede come sia massima per l
minori, e come, crescendo queste, essa rapidame
nuisca.

b) L'intensità della corrente attraverso il ga
coll' aumentare della superficie della lastrina. Ta
non sono proporzionali agli aumenti di superficie ;
assai meno rapidi di questi ultimi.

c) Il fenomeno Edison non esercita alcuna
pra una pellicola fotografica, coperta di carta nera,
filamento e lastrina.

d) Un campo magnetico, sia positivo che neg
duce una eguale diminuzione nell'intensità della
nell'interno del gas. Tale diminuzione è dovuta al
la corrente gassosa viene deviata da un polo magn
stesso modo con cui vengono deviati i raggi catodi

9. I fatti precedentemente esposti mi sembr
spiegarsi ammettendo che, quando la pressione ha s
lori assai grandi, il fenomeno Edison sia dovuto in

alla conducibilità acquistata dal gas per l'elevata temperatura; in seguito, quando la pressione diminuisce, acquisti invece la prevalenza una specie di radiazione.

Non si può decidere se la conducibilità di cui ho parlato sia veramente di natura elettrolitica. Le mie esperienze parrebbero opporvisi. È certo però che essa non potrebbe bastare da sola a tutto il passaggio dell' elettricità tra la lastrina e il filamento.

Che esista una specie di radiazione è confermato dalle esperienze sulle variazioni nella corrente attraverso il gas prodotte da un campo magnetico. Queste ultime fanno pensare che tale radiazione sia della stessa natura di quella dei raggi catodici.

Si potrebbe obiettare che, se si trattasse veramente di raggi catodici, si sarebbe dovuta ottenere qualche impressione sulla pellicola fotografica. Potrebbe però trattarsi di una specie di raggi catodici di debole potere penetrante, tali cioè che non potessero attraversare la carta nera.

SU LA POLARIZZAZIONE ROTATORIA DEI RAGGI DI FORZA EL

Ricerche di A. GARBASSO [1]).

1. Il Sig. J. C. Bose indicò alcuni anni or so
possa, deformando un fascio di fibre di juta, con
intorno all'asse, ottenere un sistema, che agisce
di forza elettrica appunto come un corpo attivo s
luce.

Io stesso ho dato in seguito [3]) una teoria del
del Bose, trattando ogni fibra del fascio come
uniasse, attribuendole cioè due diverse costanti
secondo la maggiore lunghezza e in direzione n

Le equazioni, che si ottengono per questa
mili a quelle impiegate dal Drude per descrivere
della polarizzazione rotatoria naturale, e danno
cune considerazioni interessanti, su le quali non
di ritornare.

Ma lo stesso risultato, che il Bose ottenne,
giungere anche per una strada completamente d
traccia si trova in alcuni lavori di ottica relati
tichi.

Nel 1869 il Reusch [4]) dimostrò infatti, in un
simo, che la polarizzazione rotatoria del quarzo s
in modo abbastanza completo, sopraponendo un
di lamine di mica girate una su l'altra di 60° o

Successivamente il Sohnke diede di queste e
teoria per ogni parte soddisfacente [5]).

1) Le esperienze che descrivo in questa nota furono cominciate
l'Istituto Fisico di Pisa, diretto dal Prof. Battelli: ma solo negli
averne approfondito la teoria, le ho condotte a termine nel Laborator
cari a Torino.

2) Proc. Roy. Soc. London, LXIII, 1898.

3) Nel volume dello Archives Néerlandaises, offerto al Prof. Lore
bileo dottorale.

4) Pogg. Ann., CXXXVIII, 1869.

5) Math. Ann., IX, 1876.

Ora, poichè si sa, dai lavori del Righi, che il legno si comporta rispetto alle onde elettriche come un cristallo, riesce chiaro a priori che delle esperienze simili a quelle del Reusch devono potersi eseguire, presentando ad un raggio di Hertz alcune tavole opportunamente tagliate e disposte. Ciò si verifica in realtà, ed io mi propongo di rendere conto brevemente in questa Nota delle ricerche che ho compiuto in proposito.

Premetterò anzitutto alcuni sviluppi teorici, e darò in seguito la descrizione delle esperienze e un cenno dei risultati.

2. L' apparecchio impiegato consta nella sua parte essenziale di tre tavole di uguale spessore, con le faccie parallele alle fibre, che si soprappongono una all' altra, girandole successivamente di 120° [1]).

Ora la teoria di questa disposizione si fa molto semplicemente. Basta infatti decomporre la forza elettrica, al suo primo entrare nella lastra che è più prossima all' eccitatore, in due componenti, una secondo le fibre e l' altra in direzione perpendicolare, e poi tener conto del fatto che le velocità, con le quali codeste componenti si propagano, sono diverse. Il medesimo calcolo si ripete in modo affatto simile per le lastre successive.

Sia:

$$E = \operatorname{sen} \frac{2\pi t}{T}$$

la forza elettrica che entra nel sistema, e si indichino con E_f, E_p le componenti di quella che ne esce secondo le fibre della terza tavola e normalmente ad esse; si troveranno per rappresentarle delle espressioni della forma:

$$E_f = A_f \operatorname{sen} 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{F_f}{\lambda} \right)$$

$$E_p = A_p \operatorname{sen} 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{F_p}{\lambda} \right),$$

1) Girare le lastre di 120° o di 60° torna in sostanza lo stesso, perchè è chiaro che, otticamente, si ha il medesimo risultato se si imprimono delle rotazioni di 60° a destra, p. es., o di 120° a sinistra.

dove con λ ho indicato la lunghezza d'onda nell'aria (=T

con A_f, A_p le ampiezze; con $\frac{F_f}{\lambda}$, $\frac{F_p}{\lambda}$ i ritardi di fase

alla forza E.

Eseguendo i calcoli si introduce da principio l'
che la E fa con le fibre della prima lastra, quindi g
di rifrazione n_f e n_p e lo spessore d comune alle tr
finalmente l'angolo di 120°, di cui il secondo elemen
stema è girato rispetto al primo, e il terzo rispetto al

Si ottengono per tale modo le due equazioni:

$$A^2_f = \frac{1}{4}(\cos\alpha - \sqrt{3}\,.\,\mathrm{sen}\,\alpha)^2 - \frac{\sqrt{3}}{8}\,.\,\mathrm{sen}\,2\alpha\,.\,\mathrm{sen}$$

$$+\frac{\sqrt{3}}{4}(\mathrm{sen}\,2\alpha + \sqrt{3}\,.\,\cos 2\alpha)\,\mathrm{sen}^2\beta$$

(1)

$$A^2_p = \frac{1}{4}(\cos\alpha + \sqrt{3}\,.\,\mathrm{sen}\,\alpha)^2 + \frac{\sqrt{3}}{8}\,.\,\mathrm{sen}\,2\alpha\,.\,\mathrm{sen}$$

$$-\frac{\sqrt{3}}{4}(\mathrm{sen}\,2\alpha + \sqrt{3}\,.\,\cos 2\alpha)\,\mathrm{sen}^2\beta\,,$$

dove è:

$$\beta = \frac{\pi}{\lambda}(n_f - n_p)\,d\ ^{1)}\,,$$

e con esse altre due che definiscono:

$$\mathrm{tg}\,2\pi\frac{F_f}{\lambda} \quad \text{e} \quad \mathrm{tg}\,2\pi\frac{F_p}{\lambda}\,.$$

È inutile riportare queste ultime, poichè nel seg
abbiamo bisogno di conoscere le grandezze assolute
dei due raggi emergenti, bensì ci basta di avere la d
che corre fra esse.

1) Sommando le (1) membro a membro si ricava:

$$A^2_f + A^2_p = 1.$$

Questo risultato è ovvio, dal momento che abbiamo supposto, almeno im
che le forze non scemino di ampiezza mentre si propagano. In pratica si
uno smorzamento sensibile, ma il tenerne conto porterebbe una complicaz
grande nelle formole. Vuol dire che i resultati del calcolo daranno solo un'
simata del fenomeno.

Ora le due tangenti si ottengono sotto la forma:

$$\mathrm{tg}\, 2\pi \frac{F_f}{\lambda} = \frac{N_f}{D_f},$$

$$\mathrm{tg}\, 2\pi \frac{F_p}{\lambda} = \frac{N_p}{D_p},$$

dove le N e D sono funzioni dei cinque parametri α, λ, n_f, n_p e d: possiamo dunque ricavarne:

$$\mathrm{tg}\, 2\pi \frac{F_f - F_p}{\lambda} = \frac{N_f D_p - N_p D_f}{N_f N_p - D_f D_p}.$$

Sostituendo e riducendo si ottiene:

$$(2) \qquad \mathrm{tg}\, 2\pi \frac{F_f - F_p}{\lambda} =$$

$$= \frac{2 \,\mathrm{sen}^3 \beta \cos\beta \,.\, [\sqrt{3} \cos 2\alpha + \mathrm{sen}\, 2\alpha\, (1 + 2\, \mathrm{sen}^2 \beta)]}{\sqrt{3} \cos 2\alpha \cos^2 \beta \,.\, (1 + 2 \mathrm{sen}^2 \beta) - \mathrm{sen}\, 2\alpha \,.\, (1 + \mathrm{sen}^2 \beta)\, (1 - 4 \mathrm{sen}^2 \beta \cos^2 \beta)}.$$

3. Le equazioni (1) e (2) permettono di discutere la forma del raggio emergente nei singoli casi.

Una prima cosa intanto potremo riconoscere con tutta facilità; che cioè in pratica non sarà possibile ottenere per questa via una vibrazione circolare. La teoria mostra infatti che l' uguaglianza delle ampiezze, e la differenza opportuna di fase, è raggiunta solo quando le singole tavolette hannò uno spessore di più di un decimetro.

Il calcolo è fatto nel seguito per il legno di abete, che fu quello impiegato nelle esperienze. Bisognerà introdurre nelle formole generali le ipotesi:

$$(\S) \qquad A_f = A_p,$$

e:

$$(\S\S) \qquad F_f - F_p = (2m + 1) \frac{\lambda}{4}.$$

La (§) e le (1) forniscono senz' altro:

$$(\cos\alpha - \sqrt{3} \,.\, \mathrm{sen}\, \alpha)^2 - (\cos\alpha + \sqrt{3} \,.\, \mathrm{sen}\, \alpha)^2$$
$$- \sqrt{3} \,.\, \mathrm{sen}\, 2\alpha \,.\, \mathrm{sen}^2 2\beta + 2\sqrt{3}\, (\mathrm{sen}\, 2\alpha + \sqrt{3} \,.\, \cos 2\alpha)\, \mathrm{sen}^2 \beta = 0$$

ossia:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{3 \operatorname{sen}^2 \beta - 1}{\sqrt{3}(1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2 \beta} .$$

Per la (§§) poi verrà:

$$\operatorname{tg} 2\pi \frac{F_f - F_p}{\lambda} = \operatorname{tg} (2m + 1) \frac{\pi}{2} = \infty ,$$

la qual cosa si verifica, secondo la (2), solamente

$$(1 + \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2 2\beta \,.\, \operatorname{sen} 2\alpha = \sqrt{3}(1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2$$

vale a dire:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{\sqrt{3}(1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2 \beta}{(1 + \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2 2\beta} .$$

In luogo delle due equazioni ottenute si può una di esse, ad esempio la prima, e aggiungervi l

$$\frac{3 \operatorname{sen}^2 \beta - 1}{\sqrt{3}(1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2 \beta} = \frac{\sqrt{3}(1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta) \cos}{(1 + \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2 2}$$

ossia:

$$(3 \operatorname{sen}^2 \beta - 1)(1 + \operatorname{sen}^2 \beta)(1 - 4 \operatorname{sen}^2 \beta + 4 \operatorname{sen}$$
$$= 3 (1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta)^2 (1 -$$

Ponendo $\operatorname{sen}^2 \beta = x$ risulta:

$$(3x - 1)(1 + x)(1 - 4x + 4x^2) = 3(1 + 2x)^2 ($$

vale a dire:

$$x = \sqrt[3]{\frac{1}{2}} ,$$

e tornando a sostituire per x il suo valore:

$$\operatorname{sen}^2 \beta = \sqrt[3]{\frac{1}{2}} = 0{,}79 ,$$

e:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{3\sqrt[3]{\frac{1}{2}} - 1}{\sqrt{3}\left(1 + 2\sqrt[3]{\frac{1}{2}}\right)\left(1 - \sqrt[3]{\frac{1}{2}}\right)} = 1,46 ;$$

dalle quali si **ricava**:

$$\beta = 62^\circ\ 59'\ 11'' ,$$
$$\alpha = 27^\circ\ 47'\ 45'' .$$

Ora la definizione di β fornisce:

$$d = \frac{\lambda}{n_t - n_p} \cdot \frac{\beta}{\pi}$$
$$= \frac{\lambda}{n_t - n_p} \cdot \frac{62,986}{180} .$$

Ma dalle misure del Mazzotto segue per il legno di abete:

$$n_t = 1,83$$
$$n_p = 1,57$$ [1])

dunque:

$$d = \frac{0,26}{\lambda} \cdot \frac{62,086}{180} ,$$

1) Il Mazzotto (Rend. R. Acc. dei Lincei, (5), VI, 2° sem., 1897) ottenne per gli indici in quistione i dati seguenti, sperimentando con onde guidate da due fili paralleli e contenuti in un piano orizzontale.

PROPAGAZIONE

	longitudinale	trasversale fibre verticali	trasversale fibre orizzontali
	(n_p)	(n'_t)	(n''_t)
I	1,540	1,646	—
II	1,596	1,679	1,730
III	—	1,604	1,657
IV	—	1,721	1,832
Media	1,57	1,66	1,74

$$n_t = n''_t + (n'_t - n_p) = 1,83.$$

e per onde di 10 cm.:

$$d = \frac{629,86}{46,80} = 13,46 \text{ cm.}$$

E però se si volesse ottenere una vibrazione circ
sognerebbe impiegare tre tavole di abete, dello spes
13,46 ciascuna, e inclinare le fibre della prima di 27° 4
la direzione dell' eccitatore.

Ma attraversando 40 cm. circa di legno le onde
bero un tale smorzamento che l' esperienza, come ho
ciato, non si potrebbe praticamente eseguire.

4. Se si vuole invece che il raggio emergente sia
neo basta porre:

$$F_f - F_p = m \frac{\lambda}{2},$$

ossia:

$$\operatorname{tg} 2\pi \frac{F_f - F_p}{\lambda} = \operatorname{tg} m\pi = 0,$$

o, per la (2):

(§§§) $\operatorname{sen}^2 \beta . \cos \beta . [\sqrt{3} \cos 2\alpha + \operatorname{sen} 2\alpha . (1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta$

In generale la d deve ritenersi come data, rima
que un solo modo per soddisfare a questa equazione,
scrivere:

$$f(\alpha, \beta) = \sqrt{3} \cos 2\alpha + \operatorname{sen} 2\alpha . (1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta) = 0$$

o, che fa lo stesso:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = - \frac{\sqrt{3}}{1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta}.$$

Nelle esperienze definitive ho impiegato due diver
di tavolette, in una gli elementi avevano 2,5 cm. di s
nell' altra 5 cm. Volendo calcolare anzitutto il primo
dovrà porre:

$$\beta = \pi \frac{2,5 . 0,26}{10},$$

cioè

$$\beta = 11° 42'.$$

Questo fornisce:

$$\operatorname{sen}^2 \beta = 0{,}041\,,$$

e però:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = -\frac{\sqrt{3}}{1{,}082} = -1{,}60\,,$$

$$\alpha = -29^\circ \text{ circa.}$$

Bisogna notare però che essendo:

$$\operatorname{sen}^2 \beta = 0{,}008$$

il primo membro della (§§§) sarà *sempre* molto piccolo, qualunque sia la α; sicchè in ogni modo il raggio emergente dal sistema deve corrispondere ad un'ellisse molto allungato.

Provando ad eseguire i calcoli si troverebbe in realtà (con $\beta = 11^\circ\,42'$)

α	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$f(\alpha,\beta)$	0,016	0,016	0,014	0,011	0,006	0,0006	—0,005	—0,010	—0,014

L'altro sistema, che servì pure alle esperienze, aveva, come ho detto, tre tavole dello spessore di 5 cm.

Per questo risulta:

$$\beta = \pi\,\frac{5\,.\,0{,}26}{10}\,,$$

e quindi:

$$\beta = 23^\circ\,24'\,,$$

e:

$$\operatorname{sen}^2 \beta = 0{,}158\,,$$

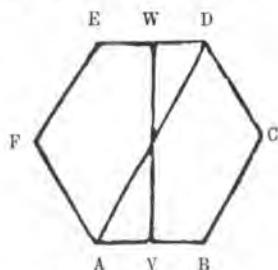
e poi:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = -\frac{\sqrt{3}}{1{,}316} = -1{,}32\,,$$

e per conseguenza:

$$\alpha = -26^\circ \text{ circa.}$$

Anche qui si può ripetere l' osservazione
tore $\text{sen}^3 \beta$, assumendo il valore 0,063, contin
sere molto piccolo. Vuol dire che, con le last
metri e mezzo, come con quelle di cinque cen
senza inconvenienti sensibili fare α alquanto di
calcolato, e prenderlo, ad esempio, uguale a —
rienze che descriverò ora ho scelto appunto t

5. Le tavole impiegate si ritagliavano in
regolari, di 15 cm. di lato: le loro faccie eran
parallele alle fibre. Quanto alla posizione del
piano delle faccie la scelsi per modo che le
parallele ad una delle diagonali lunghe, di
cioè che sono diametri del cerchio circoscritto
A D nella figura. Se ora l' assicella si dispone
sopra un tavolo, appoggiandola sul lato A B,
retta V W, che ci potrà rappresentare la for
cidente, riuscirà girata rispetto alle fibre di 3
posto a quello in cui girano gli indici di un o

Imaginiamo adesso di prendere altre due
mente simili alla prima, e di orientarle allo
principio, assegnando le stesse lettere ai vertici
appoggiamo quindi la seconda tavola sul suo
terza sul suo lato F E. Allora la seconda sarà
stamente di 120° rispetto alla prima nel senso
gli indici di un orologio, e la terza sarà girat
rispetto alla seconda [1]).

1) Chiamo prima, seconda e terza tavola quelle che, durante
attraversate per prima, per seconda e per terza dal raggio di forza

Sarà poi facile ottenere all'occorrenza con le stesse assicelle un sistema che sia l'imagine speculare di questo primo.

6. L'eccitatore e il risonatore impiegati da me erano simili in tutto a quelli ben noti, che descrisse il Righi.

L'eccitatore aveva quattro palline di 1,7 cm. di diametro; il secondario fu una strisciolina d'argento larga due millimetri e lunga 5 cm. all'incirca. Ho verificato, con la nota disposizione del Boltzmann, che l'onda corrispondente era molto prossima a 10 cm.

I due conduttori primario e secondario erano muniti di specchio; per il primario usai uno dei riflettori sferici di rame che s'impiegano nelle esperienze sul calore radiante, per il secondario uno specchio parabolico di cartoncino, del tipo di quelli impiegati da Aschkinass e da me nelle nostre esperienze su la rifrazione dei raggi di forza elettrica. Nella tabella seguente ho raccolto le costanti di codesto istrumento.

Distanza focale	2,5 cm.
Altezza	17 cm.
Serie di risonatori	3
Numero di risonatori in ogni serie . .	50 .

Lo specchio secondario era montato sopra un asse orizzontale e munito di quadrante. Determinavo la direzione della forza elettrica incidente misurando la posizione di estinzione a destra e a sinistra del massimo.

7. I risultati della ricerca furono i seguenti :

a) con le tavolette di 2,5 cm. non vi è rotazione sensibile;

b) con le tavolette di 5 cm. la rotazione è di 8° o 10° al massimo, e il raggio per quanto si può giudicare è rettilineo;

c) il senso della rotazione è quello positivo, cioè quello in cui sono girate una rispetto all'altra (di 120°) le lastre che costituiscono il sistema. Quest'ultimo fatto corrisponde a ciò che si verifica nei sistemi di laminette di mica, studiati dal Sohnke, la quale cosa del resto, per la somiglianza della teoria nei due casi, si poteva prevedere.

Torino, Luglio 1902.

CALORE DI SOLUZIONE,

del Dott. ADOLFO VARALI-THEVENET.

Essendomi proposto di fare uno studio sul calore di
zione, fra il metodo delle mescolanze, seguito da Grab
Person [2]), Winkelmann [3]), Thomsen [4]) e Stackelberg [5]), e
del calorimetro a ghiaccio, usato da Scholtz [6]) e da St
preferii quest' ultimo sia per la precisione che esso co
nelle misure, sia ancora per chiarire alcuni dubbi che la
le ricerche di Staub e di Scholtz, i cui risultati non sono
concordanti; chè, se con esso non è possibile l' esame
legge con cui varia il calore di soluzione col variare
temperatura, si ha però il mezzo d' indagare l' influenza
concentrazione con criteri sicuri, specialmente se la co
trazione varia da un' esperienza all' altra in modo grad

Disposizione sperimentale. — Il calorimetro di B
era disposto in un recipiente di zinco, contenente ac
questo recipiente era collocato in un altro, pure di zin
pieno di ghiaccio pesto o di neve. A protezione del ghia
secondo serbatoio, rivestito da un grosso strato di bambagi
a sua volta contenuto in apposita cassa di legno. Nella b
più sottile del calorimetro era innestato, per mezzo di
racciolo assicurato con paraffina, un tubo capillare div
millimetri, che dapprima avevo accuratamente calibrato
distanza di qualche metro, seguivo, per mezzo di un ca
chiale, l' andamento del mercurio nel tubo.

Per ottenere che la temperatura dell' ambiente fosse
sima allo zero, le esperienze vennero fatte in mesi inve
Le esperienze procedevano nel modo seguente. Nel calori

1) Philos. Magaz. 24, 1844.
2) Annal. de chimie et phys., 3. série 21 e 27.
3) Poggen. Annal., vol. 149.
4) Thermochem. Untersuch. e Winkelmann' s Handbuch d. Physik. 29.
5) Zeitschrift für Phys. Chemie, 26, 3.
6) Wied. Annal., 45, pag. 193.
7) Inaugural Dissertation. Zürich. 1890.

mettevo una quantità d'acqua, circa 50 cmc., già portata a temperatura vicina allo zero, e la lasciavo nel tubo calorimetrico per una notte prima di cominciare la serie. Pesata la quantità di sale che volevo aggiungere alla soluzione, la ponevo in apposito panierino di platino, racchiudevo il tutto in una provetta sul cui fondo era dell'acido solforico destinato a mantenere il sale in un ambiente asciutto, ed immergevo la provetta nel ghiaccio fondente. Quando si voleva far la soluzione si attaccava il filo di platino che serviva a sorreggere il panierino, ad un filo di seta passante per la gola di una carrucola, s'immergeva rapidamente il sale nel calorimetro, e, mentre si facevano le letture, si agitava la miscela mediante la capsulina di platino. Era difficile che il mercurio fosse fermo, nelle condizioni normali; però lo spostamento continuo era assai lento ed abbastanza regolare; per cui era possibile apportare alle determinazioni la correzione, relativa, osservando di quante divisioni si spostava il mercurio di 5 in 5 minuti.

Per ottenere il numero delle calorie assorbite ad ogni immersione, non avevo che a servirmi delle tabelle previamente costrutte nelle quali avevo scritto il numero di calorie corrispondenti ad ogni millimetro del tubo; assumendo la media dei valori dati da Velten, Bunsen, Schuller e Wartha per la massa di mercurio spostato in corrispondenza ad una caloria.

Nella prima serie di determinazioni le quantità di sale adoperato per le prime immersioni erano di 100 o 200 milligrammi per aver modo di osservare gli eventuali effetti della dissociazione: però, quando avevo immerso complessivamente un grammo, procedevo di 500 in 500 milligrammi: in tal guisa si avevano sempre aumenti graduali della concentrazione. Nella seconda serie, invece, immergevo volta per volta un grammo di sale; in tal modo la concentrazione variava più rapidamente che nel caso della prima serie, ma sempre con sufficiente lentezza [1]). Come si disse, la quantità d'acqua usata era di 50 grammi; ma nelle tabelle seguenti riduco, per

1) I risultati sono esposti in modo più esteso in una mia Nota, sullo stesso argomento, pubblicata nei Rendiconti del R. Ist. Lomb. di sc. e lett. Serie 2., vol. 34.

comodità, i risultati riferendomi alla massa di 100 gra
Nelle tabelle relative ai singoli sali la prima colonna con
le percentuali P del sale sciolto; la seconda dà le piccole
lorie assorbite per ogni immersione e riferite ad un gra
di sali, e la terza le quantità di calore assorbite da tut
sale sciolto.

P	Nitrato di sodio				Cloruro di potassio				Cloruro di sodi		
	I Serie		II Serie		I Serie		II Serie		I Serie		II S
	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.
0,2	76,0	15,2			79,0	15,8			33,8	6,7	
0,4	65,7	28,3			77,8	31,4			31,8	13,1	
0,6	62,8	40,9			77,4	46,8			29,2	19,0	
0,8	59,1	52,7			75,7	62,0			29,2	24,8	
1	58,8	64,5			74,0	76,8			28,4	30,5	
2	57,5	122,6	61,2	122,4	72,6	149,7	75,0	150,0	27,1	57,2	29,6
4	54,0	230,7	54,8	232,1	69,0	287,5	69,7	289,5	23,7	104,6	23,1
6	49,5	329,7	49,2	330,5	67,6	422,9	68,4	426,4	19,9	144,5	19,0
8	47,4	424,6	47,9	426,3	66,8	556,5	66,9	560,3	16,6	177,7	15,8
10	45,8	516,3	46,2	518,7	64,3	686,1	65,6	691,5	13,3	206,4	12,4
12	43,2	602,7	43,5	605,6	60,3	806,7	63,8	819,1	9,3	224,9	10,5
14	41,7	680,2	42,2	690,0	59,1	924,9	62,0	943,1	6,4	237,8	7,4
16	39,8	765,9	39,9	769,8	56,1	1037,2	59,7	1062,5	5,2	247,3	4,7
18	38,1	842,1	39,2	848,3	52,7	1142,5	57,3	1177,2	3,2	253,5	3,8
20	34,6	911,3	34,8	917,8	50,6	1243,8	55,1	1287,4			
28	—	—	—	—	45,9	1610,9	50,1	1679,5			
29	—	—	—	—	20,1	1631,0	—	—			
30	32.5	1234,0	31,3	1251,3	—	—	12,1	1703,7			
40	26,9	1503	28,5	1537							
50	21,5	1732	24,1	1778							
60	20,7	1939	22,0	1998							
70	17,7	2116	18,6	2184							
73	11,1	2150	—	—							
74			2,0	2220							

P	Nitrato di potassio				Solfato di sodio				Solfato di potassio			
	I Serie		II Serie		I Serie		II Serie		I Serie		II Serie	
	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.
0,2	95,1	19,0			58,5	11,7			68,0	13,6		
0,4	91,6	37,2			56,5	23,0			52,0	24,0		
0,6	90,0	55,1			55,5	34,1			47,0	33,4		
0,8	88,7	72,8			55,1	45,1			39,0	41,2		
1	87,5	90,3			54,2	56,0			—	—		
2	82,9	172,9	90,5	180,9	50,0	105,5	52,9	105,9	43,5	95,2	47,8	94,7
4	80,2	333,3	82,3	345,5	43,4	192,4	45,6	197,0	38,1	171,4	40,0	174,7
6	74,5	482,3	76,2	498,9	41,2	274,8	45,1	287,2	29,1	229,6	32,7	240,1
8	68,2	622,0	75,0	649,9	36,5	347,7	36,8	371,7	18,5	266,6	23,0	286,1
10	66,8	754,7	74,4	798,8	30,8	409,3	34,2	420,2	9,0	275,6	5,1	296,1
12	63,5	881,8	53,0	905,9	23,1	455,4	22,6	465,4				
14	26,1	933,9	4,6	915,1								

Come già dissi, le soluzioni furono portate alla saturazione per tutti i sali: solo nel caso del cloruro di sodio non si arrivò fino a quel limite, giacchè a partire da una certa concentrazione si avevano assorbimenti di calore tanto piccoli, che gli errori di lettura sul tubo graduato, trascurabili per gli spostamenti ottenuti in tutte le altre osservazioni, potevano, in questo caso, influire in modo relativamente notevole sui risultati finali.

A scopo di paragone, qui sotto riporto i risultati ottenuti dai Sigg. Stackelberg, Winkelmann, Staub, Scholtz e da me per vari dei sali che io presi in esame.

Sale	P	Valori ottenuti da					
		Stackelberg	Winkelmann	Staub	Scholtz	Thevenet	
						I Serie	II Serie
KNO_3	2,5		226,1	223,2	226,8	214,2	222,0
	2.8	223,6				239,0	247,6
	5		425,9	421,0	437,7	409,0	422,2
	5,6	363,9				454,6	482,6
	10		815	789	820	757	799
	11,24	653				834	864
	13		1030	974	1032	924	959
$NaNO_3$	0,53				37,1	36,7	
	1,06				72,6	68,2	
	2,12				140,9	129,7	129,0
	2.36	164,2				142,6	142,1
	4,72	276,1				266,9	267,5
	8,49				498,8	447,4	448,0
	9,44	446,7				490,7	492,8
	12,73				699,5	633,6	636,4
	18,88	678				873	879
	33,96				1466	1348	1381

Sale	P	Valori otte		
		Winkelmann	Staub	Scholtz
NaCl	2,92	79,7	80,2	89,3
	5,85	138,7	142,6	158,7
	11,70	231,5	228,8	245,9
KCl	1,86			131,8
	3,72			259,9
	7,44			498,0
	14,88			940
K_2SO_4	0,54			26,23
	1,09			52,60
	2,18			102,6
	4,35			196,3

Credo che la causa principale delle divergenze con
e Scholtz debba ricercarsi nello stato di maggiore o
secchezza del sale, ed in qualche impurità contenuta in
quantunque i sali da me usati, provenienti dalla casa
dovrebbero offrire garanzie di sufficiente purezza.

Sui risultati delle mie esperienze potrebbe influire i
che alla capsulina di platino che dovevo togliere ad og
mersione, restava sempre aderente un po' di liquido (da
15 mgr. circa) quindi la soluzione era, in realtà, un p
ricca di sale di quanto vien riportato dalle tabelle. M
l'esame di queste chiaramente si vede che l'influenza c
causa d'errore è affatto trascurabile se non si arriva al
grandi concentrazioni, perchè i risultati delle due serie
tive a ciascun sale, vanno sensibilmente d'accordo fino
lori della concentrazione non troppo elevati, e questo ac

rende maggiormente attendibili i valori da me dedotti. Le esperienze del Winkelmann poi, che mirarono principalmente alla ricerca della dipendenza del calore di soluzione dalla concentrazione, non sono pienamente attendibili. Infatti, nella formola che serve per calcolare il calore di soluzione, entrano, oltre il calore specifico della soluzione, i calori specifici dell'acqua e del sale. Questi calori specifici variano col variare della temperatura, ed è appunto di queste variazioni che il Winkelmann non tien conto. Quest'osservazione spiegherebbe le diversità fra i valori dati dal Winkelmann e quelli ottenuti da me.

Dall'esame dei miei risultati si può argomentare che il calore di soluzione, per grandi diluizioni, dipende unicamente dal peso molecolare del sale. Infatti, deducendo per estrapolazione il calore di soluzione per concentrazioni *zero*, si trova che sensibilmente il rapporto K fra il peso molecolare e questo calore di soluzione, tende all'unità per i sali i cui radicali sono monovalenti, tende invece a *due* per i sali i cui radicali sono bivalenti. Si ha infatti:

$$(KNO^3) \quad K = \frac{101}{101} = 1 \, ; \qquad (KCl) \quad K = \frac{75}{81} = 0,92 \, ;$$

$$(K^2SO^4) \quad K = \frac{174}{81} = 2,14 \, ;$$

$$(NaNO^3) \quad K = \frac{85}{85} = 1 \, ; \qquad (NaCl) \quad K = \frac{58}{42} = 1,38;$$

$$(Na^2SO_4) \quad K = \frac{142}{62} = 2,29 \, .$$

Dall'andamento delle curve rappresentative non posso avvalorare quanto asserì Winkelmann, che cioè l'andamento generale del fenomeno potrebbe essere rappresentato da rette; da questo andamento tutti i sali si scostano in modo troppo notevole, perchè si possano ritenere le loro deviazioni dovute a cause accidentali. Infatti, quantunque da una certa concentrazione, variabile da sale a sale, le curve del calore parziale si avvicinino di molto a delle rette, in principio, per effetto della dissociazione, le curve discendono molto rapidamente.

Riassumendo, da queste mie esperienze risulta; che
soluzioni non molto diluite, al crescere della concentra
diminuisce il calore che si richiede per isciogliere una d
minata quantità di sale con una legge di quasi esatta pr
zionalità, mentre, nel caso delle soluzioni diluite, le ca
parziali diminuiscono più rapidamente della diluizione
esiste un rapporto costante per sali con radicali d'ugual
lenza, tra il peso molecolare e la quantità di calore che
rebbe assorbita per soluzioni infinitamente diluite.

Laboratorio di Fisica della R. Università di Pavia.

SULLE VARIAZIONI DIURNE DELLA RIFRAZIONE ATMOSFERICA
(secondo contributo)

del Prof. VITTORIO E. BOCCARA [1]).

(Largo sunto dell'Autore).

In un precedente mio lavoro [2]) dallo stesso titolo mi
mettevo di seguitare lo studio in parola se circostanze fa
voli me lo avessero permesso. Difficilmente a me relegat
una città priva di risorse scientifiche, l'occasione mi si sa
presentata propizia per la ragione semplicissima che mi
cava uno strumento necessario per simili ricerche. Ripa
questo difetto ordinando per mio conto, nel dicembre
scorso anno, alla casa E. Ducretet di Parigi un appare
simile a quello adoperato nel primo studio che feci a Cat
apparecchio che mi giunse a Reggio solo nei primi di m
Verificato che lo strumento rispondeva appieno al suo s
con osservazioni dirette riassunte in poche parole nella
originale, mi accinsi subito ad adoperarlo quando mi re
R. Osservatorio Astronomico di Palermo per ragione di
studi che sto facendo.

1) Lavoro eseguito nel R. Osservatorio di Palermo per gentil concessione del
tore Sig. Prof. Angelitti al quale l'A. esprime la sua riconoscenza e pubblicato
Memorie della Società degli Spettroscopisti Italiani. Vol. 31, 1902.

2) N. Cim. Ser. 5., T. 2°, Settembre 1901 a pag. 204.

Per gentile concessione dell' illustre direttore Prof. Angelitti, potei collocare il mio strumento sopra un apposito sostegno, che invariabilmente era posto sempre nel medesimo luogo del davanzale di una delle finestre prospicienti sulla grande terrazza dell' Osservatorio, e precisamente di quella vicina al gabinetto di Metereologia. Scelsi questo luogo anzichè quello pur convenientissimo scelto dal Prof. Riccò nel suo primo studio « Sulle variazioni della rifrazione ecc. » [1]) per ragione di comodità ed anche per la maggior altezza. L' asse del cannocchiale era a N. 86° E ed allora compariva nel campo del *micrometro* oltre la linea dell' orizzonte marino (distante circa 30 km.) la sommità della cupola della chiesa Casa Professa colla sua croce terminale. L' orizzonte rimane sempre sopra la punta della detta croce, onde le osservazioni e relative misure riuscivano più brevi e più semplici a farsi di quelle che ebbi a fare l' anno scorso a Catania, mentre che era più facile determinare la coincidenza di una delle immagini della croce colla linea dell' orizzonte.

Il metodo per misurare la variazione diurna della rifrazione è semplicissimo. Basta far coincidere per esempio, la punta della immagine ordinaria della croce colla immagine straordinaria della linea dell' orizzonte, immagini che si producono nel piano focale dell' obbiettivo, servendosi dell' apposito bottone a rocchetto e crimagliera. La posizione opportuna del prisma indica, in unità, decimi e centesimi di primo nella scala incisa sullo strumento, l' angolo che la visuale diretta alla cima della croce fa colla visuale diretta all' orizzonte. La variazione di questo angolo appunto fa molto semplicemente conoscere la variazione della rifrazione [2]). Infatti, cognito quest' angolo, che per brevità chiamerò x, per conoscere la depressione rifratta d_r dell' orizzonte marino, basta dalla depressione del punto di riferimento, la cima della croce vista,

1) A. Riccò. Sulle variazioni della rifrazione atmosferica in Memorie della Società degli Spettroscopisti Italiani. Vol. 18 ed in Rendiconti della Accademia dei Lincei, 1890.

2) Potendosi ritenere come fissa la prima visuale non avendo su questa sensibile influenza la rifrazione essendo distante la croce, presa di mira, circa m. 720 dal luogo di osservazione.

togliere l' angolo osservato. Trovato d_r *l'angolo di rifra*
r vien dato subito della relazione

$$r = d - d_r$$

ove d, depressione geometrica dell' orizzonte, è una cos
che in minuti secondi si calcola colla formula approssima

$$d'' = \frac{1}{\text{sen } 1''} \sqrt{\frac{2h}{R}}$$

facendo in questa $h =$ m. 72,20 altezza dell' obbiettivo del
nocchiale sul mare, R = km. 6369, raggio terrestre calc
per la latitudine di Palermo e $\frac{1}{\text{sen } 1''} = 206265''$, per cui sa

$$d'' = 982'',027 = 16',36.$$

Ed essendo la depressione δ della cima della croce, pe
sure replicatamente fatte da me con due buoni tacheo
favoritimi l' uno dal Prof. Venturi (con divisione sessages
e l' altro dall'Ing. Prof. Salemi-Pace con divisione centesin
posti nel medesimo luogo ed alla stessa altezza, ove pon
cannocchiale di Rochon, data da un valor medio $\delta = 1$
sarà

$$r = d - (\delta - \alpha) = 16',36 - 19',70 + \alpha = \alpha - 3',34 \,.$$

Compiuta la prima, avanti di procedere alle successi
terminazioni dell' angolo α osservavo col cannocchiale
linea dell' orizzonte si fosse spostata rispetto alla posizio
contatto che occupava precedentemente colla cima della

Lo spostamento era più o meno visibile, a seconda
sua ampiezza; ed intanto potevo a stima vedere se fos
qualche rapporto con la punta a lancia della parte supe
della croce, la cui altezza angolare, con replicate misure
vai essere di circa 1',0. E siccome si può giudicare beni
fino al quarto di tale altezza, in una prima misura app
mata potevo vedere se la variazione fosse di qualche 0',
qual misura approssimata era di controllo al valore di
trovavo, col trarre la media di sei valori determinati alt

tivamente facendo ruotare sul suo sostegno di 180° il cannocchiale, per modo che una volta il bottone si trovava in alto ed una volta in basso. Ciascun singolo valore di α concorda sempre nei primi e decimi di primo e solo differisce al più di 3 o 4 centesimi di primo. E faccio notare che l'errore personale è affatto trascurabile, come potei verificare facendo insieme col personale dell'Osservatorio, ben provetto in fatto di osservazioni ottiche, diverse volte delle misure dell'angolo α. I valori che trovavamo erano sempre coincidenti nei primi e decimi di primo, cosicchè ho la certezza che le misure non sono affette da errori di osservazioni superiori in valore assoluto ai 0',05.

Per avere un'altra prova di controllo del buon funzionamento del *micrometro*, misurai coi due tacheometri, di cui sopra ho parlato, l'altezza angolare della croce presa di mira, e trovai come valore medio 11',48 valore che si può ritenere coincidente con quello di 11',54 trovato come media di circa trecento determinazioni [1]). Mi sembra dunque di dover riporre nel *micrometro a doppia immagine del Rochon* tutta quella fiducia che si ha in generale per gli altri strumenti, che costano maggiormente perchè più complicati, col vantaggio che quello non richiede quasi nessuna cognizione speciale per adoperarlo mentre questi esigono attitudini speciali in chi li deve usare, se vuol raggiungere la stessa approssimazione nelle misure, che si ottiene col micrometro di Rochon.

Con gli angoli α notavo: la temperatura, la pressione, lo stato igrometrico l'ondulazione dell'aria, lo stato del cielo e del mare ecc. ecc. E ciò facevo ad ogni mezz'ora, leggendo direttamente, per le prime tre misure le indicazioni date dagli strumenti appositi, che erano nel gabinetto di meteorologia, distante un due metri dal luogo ove io osservavo, mentre le altre le notavo col solito sistema che tenni la prima volta.

1) Queste circa trecento determinazioni le avevo notate nel verificare continuamente se la scala dello strumento, incisa lungo il tubo, subiva delle dilatazioni che si potessero rendere sensibili nelle misure delicate che stavo facendo ed anche per vedere se la rifrazione poteva far variare la depressione del punto di riferimento (la cima della croce) che io a priori ammettevo, per la piccola distanza dal luogo di osservazione (circa 720 metri) come fissa.

La temperatura veniva letta sul termometro asciu
quello bagnato dell' igrometro che mettevo tutte le vol
condizioni richieste per fare delle buone osservazioni.
ture le correggevo volta per volta, togliendo da quello
0°,6 e da quello bagnato 0°,1 come risultava da contr
cedentemente fatti all' Osservatorio. Avendo questi d
tavole di Haegens, ampliate da Morosini, calcolavo im
mente l' umidità relativa.

Per avere la temperatura del mare, dopo aver p
versi modi di calcolo, mi attenni al seguente, come
mi sembra dia resultati più vicini al vero. La te
media del mare a Palermo nei mesi di Marzo ed A
spettivamente di 14°,2 e 15°,6 [1]) e con recenti ric
dal Prof. T. Zona negli anni 1889 a 1894 risultò n
Marzo di 14°,53 entro il porto e di 14°,54 fuori p
mese di Aprile rispettivamente di 15°,92 e 16°,17.
media temperatura del mare secondo questi dati
l' epoca in cui io feci le osservazioni, di 15°,16.
narmi più al vero, prendo per temperatura dell
stante al mare del giorno in cui faccio le espe
intermedia tra la media testè trovata e la media
rature segnate al luogo dove osservo, ridotte
mare, ad ogni mezz' ora. Questo valore trovato
costante per tutta la giornata, giacchè è noto
zione diurna della temperatura alla superficie
giungere al più a 1° [2]).

Le pressioni lette pure ad ogni mezz' ora
già controllato, erano ridotte volta per volta
trovo la pressione al mare coll' aggiunta di m

Per l' ondulazione dell' aria mi servo dell
0 a 10 [3]).

Dai valori trovati per l' angolo α si ha
ma della continua variabilità della rifrazione
la quale ha dei massimi, pure variabili, che

1) P. Tacchini. Sul clima di Palermo. Estratto dalla " G
4, 6, 7 a pag. 24.
2) C. Schmid. Lehrbuch der Meteorologie, pag. 194.
3) Cf. nota 1) a pag. 205 N. C., Ser. 5., T. 2., Setten

presentano intorno alle ore 7. (Per Catania trovai nel precedente studio che questi massimi si presentano intorno alle ore 8).

Come nel mio primo studio, confronto la rifrazione osservata r con quella r_1 che dovrebbe avvenire nell' ipotesi dell' atmosfera normalmente costituita, la quale si può avere facilmente, calcolando la depressione dell' orizzonte marino col tener conto della rifrazione mediante la formula

$$D = \sqrt{\frac{2h}{R} \cdot \frac{m-1}{m}}$$

che per $m = 8{,}2$, come propone Faye [1]) e $\sqrt{\frac{2h}{R}} = 16',36$ come trovammo a pag. 194 dà

$$D = 16',36 \times 0{,}9370 = 15',33$$

e quindi

$$r_1 = 16',36 - 15',33 = 1',03$$

E da tale confronto risulta come la rifrazione ossservata sia nel maggior numero dei casi (eccettuati i giorni 2, 3 e 4 Aprile, di eccezionalmente forte rifrazione) inferiore a quella normale, ciò che conferma ancora una volta come in Sicilia la rifrazione sia minore di quella osservata in altre regioni. Di questo fatto cercherò dare una spiegazione con le idee moderne della pressione esercitata dalla luce, spiegazione che non è in contraddizione con quella che diedi nel precedente lavoro, anzi l' una avvalora l' altra. Tale spiegazione apparirà più convincente allorchè si esaminino i valori della seguente

1) Faye. Cours d'Astronomie Nautique, pag. 137.

		pel ma	pel mi	escurs	pel ma	pel mi	escurs	pel ma	pel mi	escurs	pel ma	pel mi	escurs	massi	mini	escurs
28 Marzo	coperto	0	6	—6	755,5	755,0	+0,5	13,6	17,8	—4,2	70	60	10	0,46	0,14	0,32
30 »	1/4 coperto	0	0	0	754,5	751,7	+2,8	11,8	14,2	—2,4	86	72	14	1,02	0,48	0,54
1 Aprile	sereno	3	1	+2	752,5	753,0	—3,5	12,9	15,4	—2,5	78	80	— 2	1,36	0,11	1,25
2 »	sereno	4	6	—2	754,2	754,8	—0,6	17,6	17,4	+0,2	55	57	— 2	4,16	2,44	1,72
3 »	1/2 coperto	3	1	+2	752,2	754,6	—2,4	23,5	19,4	+4,1	42	43	— 1	4,11	2,26	1,85
4 »	coperto	2	5	—3	752,8	751,5	+1,3	18,4	19,8	—1,4	67	62	5	2,36	1,48	0,88
5 »	sereno	5	6	—1	755,5	755,5	0	16,3	16,3	0	75	74	1	0,36	0,27	0,09
6 »	quasi coper.	3	5	—2	754,2	754,5	—0,3	16,4	16,3	+0,1	70	70	0	0,66	0,27	0,39
7 »	coperto	1	1	0	748,4	748,9	—0,5	16,6	17,4	—0,8	74	73	1	0,78	0,42	0,36
8 »	coperto	1	0	+1	753,0	751,0	+2,0	14,5	13,8	+0,7	81	92	11	0,34	0,26	0,12
9 »	sereno	0	6	—6	755,0	755,0	0	12,1	15,5	—3,4	84	53	31	1,08	0,11	0,97
10 »	sereno	7	5	+2	754,5	753,0	+1,5	12,0	21,2	—9,2	70	43	37	1,38	0,44	0,94
11 »	coperto	0	0	0	753,0	753,0	0	16,4	15,9	+0,5	74	89	—15	1,86	0,41	1,45
12 »	sereno	0	4	—4	755,5	748,0	+7,5	14,2	18,0	—3,8	86	73	13	1,14	0,71	0,43
13 »	coperto	0	0	0	748	748	0	15,6	15,2	+0,6	73	82	— 9	0,66	0,41	0,15

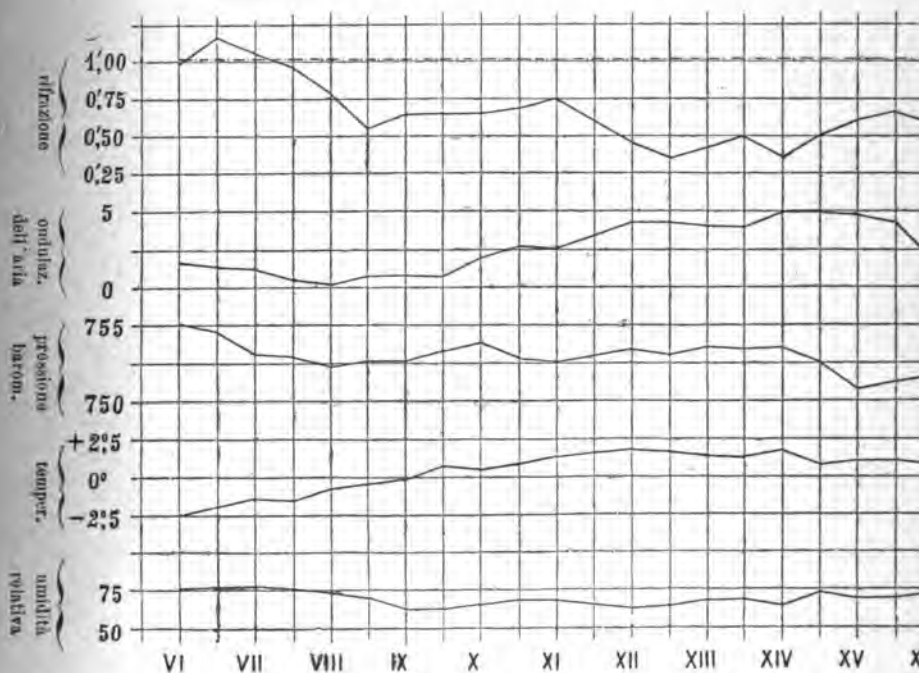
nella quale metto a confronto gli estremi valori della rifrazione di uno stesso giorno coi dati meteorici, e quelli della seguente Tabella II, nella quale riporto la media dei valori trovati nella stessa ora dei vari giorni, in cui non vi furono straordinarie variazioni, esclusi quindi i giorni 2, 3 e 4 Aprile.

TABELLA II.

Ora	Ondul. aria	Pressione al mare	Pressione al luogo di osserv.	Temperatura al mare (t)	Temperatura al luogo di osserv. (tm)	$\Delta (t - t_m)$	Umid. relativa	Rifrazione
6	1,7	762,0	755,1	15,4	12,7	—2,7	77	0',98
6,30	1,4	761,6	754,7	15,5	13,5	—2,0	77	1,16
7	1,3	760,1	753,2	14,8	13,4	—1,4	78	1,05
7,30	0,6	759,9	753,0	15,4	13,9	—1,5	76	0,96
8	0,3	759,2	752,3	15,4	14,7	—0,7	74	0,79
8,30	0,8	759,6	752,7	15,1	14,8	—0,3	71	0,56
9	0,8	759,6	752,7	15,2	15,2	0	64	0,40
9,30	0,8	760,3	753,4	15,2	16,0	+0,8	64	0,41
10	2,0	760,8	753,9	15,1	15,7	+0,6	66	0,42
10,30	2,7	759,8	752,9	15,3	16,2	+0,9	70	0,45
11	2,7	759,6	752,7	15,3	16,6	+1,3	69	0,51
12	4,4	760,4	753,5	15,3	17,1	1,8	64	0,47
12,30	4,3	760,0	753,1	15,2	16,9	1,7	65	0,37
13	4,1	760,6	753,7	15,3	16,7	1,4	69	0,44
13,30	4,0	760,4	753,5	15,3	16,7	1,4	69	0,51
14	5,0	760,6	753,7	15,2	17,0	1,8	65	0,37
14,30	5,0	759,5	756,6	15,2	16,1	0,9	73	0,52
15	4,8	758,1	751,2	15,4	16,5	1,1	70	0,61
15.30	4,4	758,2	751,3	15,4	16,5	1,1	70	0,67
16	1,8	758,6	751,7	15,5	16,3	0,8	73	0,58
16,30	1,6	759,3	752,4	15,3	16,1	0,8	72	0,59
17	1,0	759,3	752,4	15,2	15,9	0,7	72	0,55
17,30	0,8	759,4	752,5	15,2	15,7	0,5	74	0,59
18	0,4	759,2	752,3	15,4	16,2	0,8	72	0,72

Dai quali valori delle due tabelle risulta che le escursioni diurne della rifrazione, cioè la differenza tra massimo e minimo, sono minori a cielo coperto che a cielo sereno, e che la rifrazione diminuisce coll' aumentare della pressione e dell' ondulazione dell' aria e col diminuire della differenza fra la temperatura del luogo di osservazione e quella dell' orizzonte

marino; aumenta col diminuire della pressione e dell'
lazione dell'aria, coll'aumentare della sopra detta diffe
di temperatura e colla umidità dell'aria.

Tali risultati, concordanti con quelli già da me ot
l'anno scorso, appariscono evidentemente nell'osserva
curve rappresentanti i valori della Tabella II, che ripor
seguente grafico

Dalla prima curva media risulta inoltre che la rifra
è massima verso le 6,30, dopo decresce rapidamente fin
le 11,30, e da quest'ora sino verso le 14,30 si mantiene
costante, ed in seguito comincia ad aumentare leggerm
ed è maggiore nelle ore antimeridiane che nelle ore
ridiane.

Ciò premesso, vediamo se la nuova proprietà della lu
favorisce nello spiegare il fatto della minor rifrazione in Si

È noto che il Maxwell e il Bartoli avevano prevedut
la luce esercitasse una pressione meccanica. Il Crookes

dimostrarlo col suo radiometro, ma i suoi calcoli si riscontrarono esagerati. Recentemente il Prof. Lebedew [1], dell' Università di Mosca ed i Sigg. Nichols e Hull [2] in America la confermarono con i loro studi sperimentali. È vero anche che questa pressione è appena avvertita da apparecchi sensibilissimi i quali servirono però a determinarla con sufficiente approssimazione; ma non potrebbe essa avere influenza sul delicatissimo fenomeno della rifrazione? Ammettiamo che così sia e vediamo se i fatti osservati si adattano a questa ipotesi. Là dove il cielo è puro la luce arriva evidentemente in maggior copia e quindi eserciterà una maggior pressione, la quale si comporrà con quella dovuta al peso dell' atmosfera. E, siccome con l' aumento di questa la rifrazione va diminuendo, così ne risulta che là dove sia un cielo più sereno, più puro, più azzurro la rifrazione dovrà, a parità delle altre condizioni perturbatrici, essere minore. Ciò che avviene nell' Italia meridionale tutta ed in particolare in Sicilia. Un' altra conferma di questa ipotesi sarebbe la minor rifrazione che si osserva costantemente nelle ore meridiane — appunto quando i raggi luminosi, giungendo in maggior copia sugli strati atmosferici producono sopra questi una maggior pressione — e la maggior rifrazione nelle ore prossime al sorger ed al tramonto del sole, appunto per la minor pressione esercitata dai raggi luminosi a cagione della loro maggiore obliquità. Ed ancora riceve conferma dalla minore escursione della rifrazione a cielo coperto, perchè con questo è meno sensibile la variazione dell' obliquità dei raggi luminosi, che non riescono a penetrare con tutta la loro forza negli strati atmosferici percorsi dalla visuale.

E che la pressione abbia una notevole influenza sulla diminuzione della rifrazione lo dimostra anche il fatto osservato che la ondulazione dell' aria tende col suo aumento a diminuire la rifrazione. E lo dimostra perchè gli strati atmosferici per i quali passa la visuale, aumentano sempre più la loro

1) Leipzig. Die Elektrizität n. 26, 21 Decembre 1901, p. 612. " La pressione delle onde eteree ".

2) E-F. Nichols e G. F. Hull " Nota preliminare sulla pressione delle radiazioni calorifiche o luminose ". New-York, Physical Review, n. 5, Novembre 1901, T. 14, p. 307.

densitá, quando, essendo sottoposti alle due
dall' alto in basso (risultante della pressione at
pressione duvuta alla luce) e l' altra dal bass
lazione dell' aria), queste aumentino rispettiv

L' aumento di densità dovuto alle pressio
la diminuzione della medesima per effetto de
la quale col suo aumentare produce una mag
come ne abbiamo una conferma nei giorni 2
cui la rifrazione fu straordinariamente forte,
di Alicuri Filicuri e Salina del gruppo delle
tempi normali non si possono vedere perchè
lermo oltre cento chilometri, si vedevano dis
una buona altezza.

Concludo quindi che, *se fosse possibile*
una formula la rifrazione marina, questa per
dall' osservazione diretta, dovrebbe essere esp

$$r = k \frac{t^{\alpha} u^{\beta}}{h^{\gamma} o^{\delta}}$$

dove k costante, convenientemente scelta, do
valore distinto secondochè il cielo fosse seren
ed a seconda delle ore; ed $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ in : t
(umidità relativa) h (pressione barometrica) o (
costanti che dovrebbero essere ricavate da un
osservazioni fatte in epoche e condizioni diver
che la detta formula dovrebbe essere conven
omogenea.

È superfluo che io dica come le idee espo
dersi con la dovuta riserva; se le ho affacci
invogliare, se pur tanto posso sperare, qualc
competente di me a discuterle con opportune
vazioni, che solo può fare chi dimori in un a
ricerche di questa specie. Osservo inoltre co
metodo semplicissimo suggerito dal Prof. R
tare le variazioni diurne della rifrazione
dei resultati concordanti con quelli trovati

1) L. c.

nel 1890 a Palermo, percui vien confermato anche questa volta la bontà del metodo proposto.

Utilizzando i valori trovati di x opportunamente, colla semplice formula

$$n = \frac{2(d - d_r)}{d}$$

posso determinare il coefficiente di rifrazione marina. Il quale è dato da

$n = 0{,}0452$ valore minimo medio; alle ore 12,30 e 13,30.
$n = 0{,}1418$ valore massimo medio; alle ore 6,30.
$n = 0{,}0745$ valore medio

essendo esclusi nelle medie le rifrazioni osservate nei giorni di straordinaria rifrazione (2, 3 e 4 Aprile).

$n = 0{,}0855$ valore minimo medio; alle ore 9.
$n = 0{,}1845$ valore massimo medio; alle ore 6,30.
$n = 0{,}1418$ valore medio

essendo compresi i giorni di straordinaria rifrazione.

$n = 0{,}0048$ valore minimo assoluto.
$n = 0{,}0085$ valore massimo assoluto.

Dal R. Osservatorio di Palermo.
Aprile 1902.

CONDUTTIVITÀ ELETTRICA ACQUISTATA DALL'ARIA PROVENIENTE DA UNA SOFFIERIA AD ACQUA,

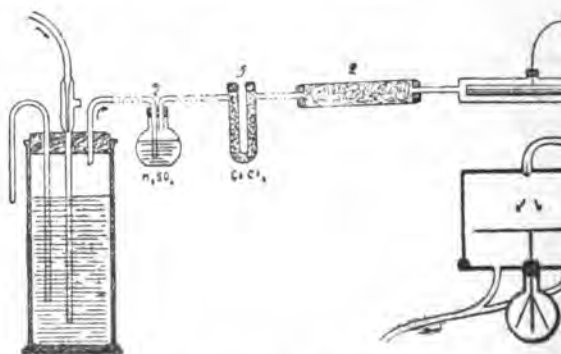
di A. POCHETTINO *ed* A. SELLA [1]).

I. In un lavoro sulla pretesa perdita di carica elettrica per evaporazione di un liquido elettrizzato (Pochettino e Sella, *Rend. d. Acc. dei Lincei,* IX, 2. p. 3, 1900) noi avevamo notato che l'aria proveniente da una soffieria ad acqua e poi accuratamente essiccata, diselettrizzata e privata di pulviscolo, mostrava una conduttività maggiore di quella posseduta dal-

1) Rend. dell'Accad. dei Lincei (5), XI, 1. sem. p. 527, 1902.

l' aria atmosferica, che veniva immessa nella soffie
conduttività veniva tolta o per lo meno fortemente
se la corrente d' aria passava in un palloncino, nel
si trovava dell' acqua in leggera ebollizione, poi att
lungo tubo di vetro ripieno di pezzetti di pomice
d' acqua e quindi per un serpentino di vetro.

L' interpretazione che allora avevamo dato al
era che fossimo in presenza di aria ionizzata dal t
che aveva subito nella soffieria, confermandoci in
duta il fatto della perdita della conduttività, se in se
si produceva un processo di condensazione di vapo
essendo ben noto che gli ioni servono da nuclei di
zione. La cosa pareva degna di uno studio più acc
risultato delle nostre ricerche esponiamo brevem
linee che seguono.

2. Noi riprendemmo le esperienze col seguente
fare passare in un apparecchio di misura di dispe
soffiata semplicemente con un mantice o con un
gomma elastica, ovvero aria proveniente da una s
acqua. Si regolavano le cose in modo da avere ne
una corrente della medesima intensità, e così si p
rare nelle stesse condizioni la dispersione dell' ar
rica della stanza o della medesima aria stata vio
sbattuta e fatta gorgogliar nell' acqua.

L' aria, prima di entrare nell' apparecchio a
sia nell' un caso, sia nell' altro, passava per 2 bocc

solforico, per 5 tubi ad U ripieni di cloruro di calcio, poi per due tubi pieni di ovatta leggermente compressa. Nella figura è anche segnato un condensatore cilindrico; l'aria passava nello spazio anulare fra due cilindri concentrici, isolati fra di loro, tra i quali si poteva mantenere, in alcune esperienze, una differenza di potenziale costante. L'apparecchio di misura era costituito da un piattello metallico del diametro di circa 14 cm. circondato da una scatola metallica al suolo. La scatola era costituita da una base inferiore, su cui si adagiava un cilindro rovesciato coll'orlo immerso in un anello di mercurio, in modo da aversi tenuta d'aria. Il piattello era sostenuto da un'asta metallica infissa in un tappo di dielettrina, che attraversava per andare poi a costituire l'asta di sostegno delle due foglioline d'alluminio di un solito elettrometro alla Exner. La corrente d'aria entrando nella scatola dal centro della parete superiore, investiva il piattello e poi usciva per due forellini nella base inferiore.

Le deviazioni delle foglioline venivano lette puntando, con un microscopio fornito di micrometro oculare mobile con vite e tamburo graduato, una punta di una delle foglioline; si misurava lo spostamento orizzontale di essa in un dato tempo.

Era da escludersi che l'aria proveniente dalla soffieria potesse per la sua maggiore umidità peggiorare l'isolamento della dielettrina. Prima di tutto questo isolante, quando è preparato con cura (si ottiene versando polvere di zolfo bene essiccato e caldo in paraffina pura, ad una temperatura di poco superiore al punto di fusione e mescolando sino ad ottenere una pasta che indurisce col raffreddamento e col tempo), può sopportare a lungo un'atmosfera anche molto umida, se la sua superficie è fresca; ma poi la lunga serie di tubi di essiccamento portava l'aria circa allo stesso stato igrometrico, sia che provenisse dalla pera, sia che provenisse dalla soffieria. Ce ne accertammo ponendo dopo l'apparecchio a dispersione un tubo a cloruro di calcio, che veniva pesato dopo che la corrente d'aria era passata per un tempo determinato.

3. Riferiamo ora i risultati delle esperienze.

In primo luogo si cominciò coll'esaminare se la dispersione ottenuta soffiando l'aria con la pera era la medesima

come lasciando poi l' aria in quiete. Il fatto constatato cor
concordanza molto soddisfacente semplificava d' ora in p
ricerche, potendosi ammettere che soffiando con la pera
qualche tempo sino a rinnovazione dell' aria, e poi fac
una misura di dispersione, si avesse il medesimo risultat
me seguitando sempre a soffiare con la pera durante la
sura.

Ciò posto le esperienze hanno dimostrato che *la di*
sione dell' aria proveniente dalla soffieria è enormen
cresciuta.

Riportiamo dalle nostre numerose serie di misure du
esperienze, scelte a caso. I numeri riportati esprimono i
mero delle divisioni micrometriche che misurano lo sp
mento della fogliolina durante 30'.

Elettricità positiva.

Si soffia aria con pera per 15' e poi si misura con aria ferma
Si misura con aria proveniente dalla soffieria in azione
continua . . . .
Si soffia con pera per 5' e poi si misura con aria ferma

Elettricità negativa.

Aria pera	come sopra . . .	15
Aria soffieria	» . . .	69
Aria pera	» . . .	20
Aria soffieria	» . . .	66.

Il potenziale a cui si operava era di circa 180 volt; in q
posizione un millimetro di spostamento orizzontale della p
della foglia corrispondeva ad una variazione di 15 volt; e
condizioni delle misure un millimetro di spostamento c
spondeva a 150 divisioni del tamburo micrometrico. Co
dispersione è salita nella prima serie, passando da aria
naria ad aria dalla soffieria, da 1,2 a 5 volt per 30'; e
seconda da 1,75 a 6,75; ossia si ebbe per l' aria proven
dalla soffieria una dispersione *quattro volte maggiore.*

Il medesimo risultato ottenuto con le due specie di
tricità dimostrano che l' aria era ben diselettrizzata nel
saggio per i tubi ripieni di ovatta. Questi erano necessar

eliminare l' elettrizzazione dovuta al gorgoglio nell' acqua (Kelvin).

4. Restava ora a ricercare se la proprietà di conduttività acquistata dall' aria era dovuta a semplice ionizzazione prodottasi nel processo del gorgoglio nella soffieria. Veramente il fatto che l' aria manteneva questa sua proprietà dopo così lungo percorso di tubi e filtri, non era atta a confermarci in questa opinione, perchè l' aria ionizzata per cause, dirò così, esterne e temporanee, conserva per poco tempo le sue proprietà e di più gli ioni vengono facilmente arrestati da stoppaccetti di ovatta.

Il modo di decidere la questione era semplice; fatta una misura con aria proveniente dalla soffieria in azione, interrompere la corrente d' aria e ripetere la misura per la solita mezz' ora cimentando così aria proveniente dalla soffieria, ma non rinnovata durante la misura. Il risultato dell' esperienza fu che alla seconda misura, con aria ferma, la conduttività era la medesima come alla prima, o diminuiva in piccola misura; alcune volte fu notato anche un leggero aumento di conduttività (risultato non insolito in questo campo). La conduttività cresciuta è dunque persistente.

Però dobbiamo aggiungere che portando ora le armature del condensatore cilindrico ad una differenza di potenziale costante, durante il passaggio dell' aria proveniente dalla soffieria, l' aria perdeva qualche poco delle sue proprietà conduttrici.

5. L' interpretazione più semplice dei risultati, a cui siamo giunti, sarebbe l' ammettere che l' aria si carichi, nel gorgoglio entro la soffieria, di un gas, o di una emanazione capace di passare attraverso filtri di ovatta compressa. E parrebbe così che nell' acqua da noi adoperata (Marcia, della condotta della città di Roma) sia contenuta qualche sostanza attiva, essendo conosciuto che l' aria gorgogliata in soluzioni di sali, p. e. di radio, acquista proprietà radioattive. Sarebbe allora molto interessante di provare se l' aria proveniente da una soffieria, in cui l' acqua agente fosse acqua distillata e pura, non cresce in conduttività. L' esperienza non è comoda; e non si può sostituire al trattamento subito dall' aria nella soffieria

un semplice gorgoglio, quale si produce nelle or
cie di lavaggio dei gas: un semplice gorgoglio d
tura non è abbastanza efficace.

Il fatto della diminuzione della conduttività
produca nell' aria una condensazione di vapore a
abbiamo descritto nella ricerca citata, non è in
con questa ipotesi della emanazione; ed il fatto d
zione nel passaggio attraverso il condensatore
spiegarsi ammettendo che queste particelle costitu
nazione abbiano una leggera carica propria, prop
questa, comune ad emanazioni consimili.

SUL COMPORTAMENTO DEI COHERER A PbO^2 ED A CuS RISPETTO ALLE DIMINUZIONE DI RESISTENZA DEI MEDESIMI SOTTO L' INFL DELLE ONDE ELETTRICHE.

Memoria del Dott. ERNESTO DRAGO

(Largo sunto dell' Autore).

1. Nel 1891 Branly [2]) trovò che alcuni coherer
diverse sostanze presentavano degli aumenti di re
l' influenza delle onde elettriche. Fra queste sost
tarsi il perossido di piombo, col quale si constata
accrescimento di resistenza.

Secondo Aschkinass [3]) il CuS si comporta nel
do, ed anche G. Bose [4]) ha trovato delle altre so
il potassio, l' arsenico, l' iodio e bromuri di div
che sotto l' azione delle onde elettriche presentan
di resistenza. Bose formola una nuova teoria del
quale è attaccata in vari punti da K. E. Guthe [5])
il nuovo fenomeno presentato dalle suddette sost
sere dipendente da cause secondarie.

1) Atti Acc. Gioenia di Catania. Serie 4., Vol. 15.

2) Rapports présentés au Congrès international de physique. Pari
pag. 339.

3) Wied. Ann. Band. 66, 1898, p. 284.

4) Rapports présentés au Congrès ecc. Tomo 3., pag. 564.

5) Wied. Ann. Band. 4., 1901, pag. 762.

Per Sundorph [1] l'aumento di resistenza del PbO^2 è dovuto alla trasformazione del PbO^2 nel PbO cattivo conduttore ed in prova di ciò egli riferisce un' esperienza.

Dai risultati di queste ultime esperienze si potrebbe dedurre che la causa dell' aumento di resistenza del PbO^2, sotto l' influenza delle onde elettriche, fosse del tutto secondaria, e quindi in determinate condizioni il PbO^2 dovrebbe manifestare una diminuzione di resistenza. La questione è ancora rimasta insoluta, ed il fatto che il PbO^2 e molte altre sostanze presentano degli aumenti di resistenza, quando vengono esposte alle onde elettriche, costituisce una grave obbiezione alla teoria meccanica del coherer. Allo scopo di portare un contributo alle cognizioni attuali su questo argomento ho voluto vedere se le sostanze che manifestano un aumento di resistenza rispetto alle onde elettriche, si comportano egualmente rispetto alle onde acustiche.

Mi son perciò servito di una disposizione sperimentale simile a quella descritta in un mio precedente lavoro [2]).

Ho inserito cioè il coherer nel circuito di quattro elementi Raoult e di un galvanometro Magnus a forte resistenza, e l'ho collocato su di una cassa di risuonanza insensibile a qualsiasi urto involontario. Così esperimentando ho trovato che, sotto l' influenza dei suoni resi dalle canne d' organo i coherer a PbO^2 ed a CuS diminuivano di resistenza, comportandosi quindi come i coherer a polveri o aggregati metallici, ma mostrandosi però meno sensibili.

Passando allo studio delle polveri suddette di PbO^2 e CuS sopra una lastra di Chladni, in cui gli elettrodi di stagnola erano incollati con vernice isolante, ho trovato in generale delle diminuzioni di resistenza quando si producevano i suoni. Ho fatto però due serie di esperienze: nella prima le misure di resistenza venivano fatte col ponte di Wheatstone, nella seconda intercalando spesso nel circuito un reostato. Nella serie col ponte di Wheatstone si facevano poi anche delle misure contemporaneamente, sia adoperando i quattro elementi Raoult

1) Wied. Ann. Band. 69, 1899, pag. 319.

2) E. Drago. Ricerche relative all' azione delle onde acustiche sui coherer. Atti Acc. Gioenia di Catania. Vol. 13, Serie 4.

in serie, sia mettendo una derivazione di 5 ohm fra i r
setti della pila. Un commutatore serviva a disporre i rocc
del galvanometro in serie o in opposizione facendone cos
riare la sensibilità secondo il bisogno.

Dai valori ottenuti nelle mie misure si può vedere
vengono conservati non solo i risultati trovati da Auerbac
nelle ricerche sui coherer a sferette metalliche e su quel
viti di ferro, ma anche tutti quelli trovati da me [2]) co
polvere di carbone.

Possiamo quindi concludere che *il* PbO^2 *ed il* CuS *d
nuiscono di resistenza sotto l' influenza delle onde acust
e posti su di una lastra di Chladni manifestano gli s
fenomeni presentati dalla polvere di carbone.*

2. Esaminando le misure eseguite col ponte di Wheats
si poteva osservare che la resistenza del coherer dipen
dall' intensità della corrente di misura. Quando si adopera
quattro Raoult in serie si avevano per le stesse resistenz
coherer valori molto più piccoli di quelli che si ottene
adoperando la corrente delle Raoult con una derivazione
resistenza misurata diminuiva dunque con l' aumentare
l' intensità di corrente. La stessa dipendenza della resis
dall' intensità della corrente di misura fu da me trovata
perando sulla lastra di Chladni polvere di carbone ed
guendo le misure con coherer ordinari a PbO^2 a CuS ed

Io non ho avuto tempo per ora di istituire delle m
sopra coherer contenenti limatnre metalliche ed altre sos
per vedere se i fatti che ho trovato costituiscono un feno
generale o riserbato soltanto ad alcune sostanze; piuttos
cercato di darmene spiegazione eseguendo qualche esperi

Il fatto che la resistenza di tali polveri dipende dal
tensità di corrente mi ha condotto subito a pensare che
ha da fare con resistenze elettrolitiche. Quale potrebbe e
la causa del comportamento elettrolitico? Ho pensato alla
cola quantità di umidità che può depositarsi sul vetro
lastra di Chladni, sul tubo del coherer e può essere asso
dalle polveri.

1) Wied. Ann. Band 64, 1898, p. 611.
2) E. Drago. L. c.

Per vedere se in realtà si aveva da fare con resistenze elettrolitiche, io mettevo sulla lastra di Chladni alquanta polvere di PbO^2, o di CuS, o di C, caricavo poi il coherer così formato per parecchio tempo come un accumulatore, osservando dopo la corrente di polarizzazione al galvanometro. Così ho eseguito delle esperienze dalle quali risultava chiaro il comportamento elettrolitico del PbO^2, mentre facendo delle esperienze analoghe con CuS e C si avevano risultati incerti.

Come ho già detto, avendo dovuto interrompere questi lavori, non mi è stato possibile studiare coherer formati da limature metalliche ed altre sostanze, ma è mia intenzione di insistere in queste ricerche appena mi sarà possibile, per vedere più da vicino se i su esposti fenomeni possono dar pienamente ragione della vera azione del coherer.

3. Col nome « *negative cohärerwirkung* » si denota l' aumento di resistenza, frequentemente osservato, che si presenta talvolta invece dell' ordinaria diminuzione esponendo un coherer all' azione delle onde elettriche. K. E. Guthe [1]), adoperando coherer ad un solo contatto stabilito fra due calotte di vari metalli, ha trovato in particolare la « *negative cohärerwirkung* » con metalli, teneri. Essa appariva se le calotte erano state pulite poco prima con carta smerigliata, però spariva quando erano state strofinate con pelle di gatto. Anche I. Boulanger [2]) e G. Ferrié hanno trovato per il contatto rame-zinco, quando questi due metalli erano leggermente ossidati, che mentre la corrente era inferiore a 0,001 ampère allo stato iniziale si poteva avere l' azione positiva, mentre regolato il contatto in modo che la corrente raggiungesse 6 o 7 milliampere si aveva la « negative cohärerwirkung ».

Tutti questi fatti tendono a far credere che la « *negative cohärerwirkung* » non sia esclusiva di alcune sostanze, e per ciò io ho argomentato che in certe condizioni anche PbO^2 e CuS debbano manifestare l' azione positiva.

Ho quindi messo sulla lastra di Chladni, inserita nel solito circuito di un galvanometro Magnus a forte resistenza quasi

1) L. c.

2) La télégraphie sans fils et les ondes électriques. Berger-Levrault et Cie éditeur. Paris 1902, pag. 109.

completamente astatizzato, e di quattro elem
CuS ed ho ottenuto una deviazione iniziale d
il circuito. Con le onde elettriche prodotte d
Wimshurst la deviazione è uscita fuori dal ca
chiale permanentemente. Mettendo sulla stes
del PbO^2, si è prima avuta una deviazione
l'influenza delle onde elettriche, è andata sin
nentemente.

In altri casi ottenevo che la deviazione
campo del cannocchiale sotto l'influenza elet

Facendo delle esperienze coi coherer ordi
che per CuS la deviazione aumentava da 0 a
fluenza elettrica e poi andava fuori del can
chiale.

In tutte queste osservazioni sembrava ch
tille della macchina senza condensatori faces
resistenza del coherer, mentre le scintille co
facevano aumentare.

Coi coherer ordinari a PbO^2 io non ho p
diminuzione di resistenza, almeno nei limiti de

Questi fatti da me trovati dimostrano, ins
nosciuti, come in quasi tutte le sostanze si
l'azione positiva, quanto l'azione negativa. I
influiscono sull'azione del coherer pare che
ma il fatto che anche PbO^2 e CuS possono in
sentare delle diminuzioni di resistenza sotto l'
elettriche, come risulta da queste mie esperi
struggere l'obbiezione grave che viene moss
canica del coherer.

Dall'insieme delle mie ricerche si posson
guenti conclusioni:

1. *I coherer a* PbO^2 *ed a* CuS *in ge*
scono di resistenza sotto l'influenza delle
comportandosi così come quelli formati da
stanze.

2. *Almeno per i coherer formati da*
resistenza diminuisce con l'aumentare del
corrente di misura.

3. *Caricando tali coherer come accumulatori si ottiene alla scarica una corrente di polarizzazione. Questi risultati sono evidenti nel* PbO^2 *incerti nel* CuS *e* C.

4. *Anche i coherer a* PbO^2 *ed a* CuS *manifestano in certi casi delle diminuzioni di resistenza sotto l'influenza delle onde elettriche.*

Dal Laboratorio di Fisica
della R. Università di Catania.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXIV,
Gennaio (seguito), 1902.

Ducretet E. *Telefonia senza fili, per mezzo della terra* (pp. 92-93). — Nel sistema ideato dall'A. il *trasmettitore* è *costituito* da una batteria di alcuni elementi di pile o di accumulatori, collegati direttamente a un microfono e a due prese di terra, di una certa superficie, infossate a $1^m,50$ dalla superficie del suolo e lontane alcuni metri fra loro.

Per il ricevitore l'A. utilizza un pozzo di una cava, della profondità di 18 m., comunicante colle gallerie: l'orifizio del pozzo termina esternamente con un tubo di ferro fuso di 9 cm. di diametro e di 4 m. di lunghezza. Un conduttore isolato, calato nel pozzo verticale, porta una sfera metallica di 8 cm. di diametro a contatto del suolo delle gallerie. All'uscita del pozzo, questo conduttore è fissato a uno dei serrafili di un telefono ordinario, mentre l'altro serrafilo è portato a contatto del tubo di ferro fuso, alla superficie del suolo.

Le esperienze eseguite con tale sistema sono state soddisfacentissime, e mentre da una parte hanno dimostrato che gli strati geologici non intervengono, come nelle esperienze di Bourbouze, con correnti telluriche, dall'altra parte la parola è stata riprodotta nel telefono, con una chiarezza notevole, senza l'intervento di que' colpi parassiti così nocivi nella telefonia per conduttori.

L'A. dopo avere osservato che se si solleva la sfera, riposante semplicemente sul suolo delle gallerie, cessa il funzionamento del telefono, mentre comincia di nuovo quando il contatto della sfera col suolo è ristabilito, si propone di continuare le

esperienze per distanze maggiori e in condizioni
stallazione delle prese di terra.

STASSANO H. *Influenza delle basse pressioni b*
presenza delle aurore polari (pp. 93-95). — Dopo
in seguito a numerose osservazioni, che le basse
scono sulla produzione delle aurore, sulla loro or
altri problemi ad esse relativi, l'A. osserva che,
constatare una relazione così costante tra i differ
differenti fasi delle aurore e la variazione della
metrica mensile e diurna, occorre che esse abbia
loro origine negli strati relativamente inferiori d

WEISS G. *Sull' aberrazione di sfericità dell*
100). — L'A. riferisce una serie di fenomeni
ammettendo che l'occhio abbia la stessa aberraz
delle lenti generalmente in uso.

BELLOC G. *Sulla termoelettricità degli accia*
(pp. 105-106). — In questi studi l'A. ha tenuto
rimentale già descritto nella sua precedente No
nel determinare le curve in (E, t) e $\left(\frac{dE}{dt}, t\right)$, di
coppie acciaio-platino, operando in un forno ele
temperature crescenti o decrescenti, con una velo
quanto si voleva.

Operando su campioni titolati andanti dal fe
l'acciaio racchiudente 1,25 per 100 di carbone,
che le curve in (E, t) mostravano una progressio
con t, e che il tenore in carbone e in mangane
valore di E.

Costruendo le curve in $\left(\frac{dE}{dt}, t\right)$ ha osservat
sentano un minimo verso 380°, un massimo in r
sizione del punto a_1 e un secondo minimo distan
dal massimo. Tutte queste curve infine, che a p
erano nettamente separate le une dalle altre, so
tire da 1000°. Il ferro quindi, da 650° a 1000°,
stato tale, che una proporzione più o meno grand
sta per spostare in avanti la sua curva rapprese
termo-elettrico e caratterizzare così il suo tenore

Operando su acciai a nickel, i cui tenori in
dal 5 al 35,5 per 100, l'A. non ha ottenuto una
gressiva delle curve in relazione colla composizi
dai suoi studi è risultato che:

1) C. R. 30 Luglio 1900.

1° La forma generale delle curve in (E, t) delle coppie ferro-nickel, platino è parabolica.

2° Vi è eccezione per l'acciaio a 5 per 100 di nickel;

3° Gli acciai al 5 e al 28 per 100 hanno presentato, a partire da 400° e 500°, variazioni brusche, rivelatrici di una trasforzione molecolare;

4° L'acciaio al 28 per 100 si distingue per la sua grande f. e. m. e per la temperatura del suo punto neutro;

5° Deboli variazioni di tenore in nickel bastano per portare grandi variazioni nella temperatura del punto neutro e nella sua f. e. m.

Liénard. *Sull' applicazione delle equazioni di Lagrange ai fenomeni elettrodinamici ed elettromagnetici* (pp. 163-165). — Esaminando il caso della ruota di Barlow, Carvallo è arrivato alla conclusione che le equazioni di Lagrange non sono sempre applicabili ai fenomeni elettrodinamici, specialmente nel caso di conduttori a due o tre dimensioni.

L'A. invece si propone di dimostrare che quella restrizione non è fondata, e che un ragionamento rigoroso applicato al calcolo delle equazioni di Lagrange conduce bene alle equazioni esatte del movimento della ruota di Barlow.

L'A. infine rileva che, pur essendosi in questa Nota limitato al caso studiato da Carvallo, ha verificato in modo assolutamente generale che la teoria di Maxwell è applicabile al caso dei conduttori a tre dimensioni, anche se vi sono nel campo calamite permanenti e corpi magnetici perfettamente dolci, a permeabilità costante o no.

Carvallo E. *Elettrodinamica di corpi in movimento* (pp. 165-168). — In questa Nota l'A. ha esteso ai corpi in movimento le due leggi fondamentali della elettrodinamica stabilite per i corpi in riposo nella sua Nota precedente. La prima legge è il legame di incompressibilità, la seconda è la manifestazione dei lavori virtuali sotto la forma particolare che conviene alla elettricità.

Ha dato inoltre le equazioni generali della elettrodinamica pei corpi in movimento, che sono le equazioni dei lavori virtuali.

Ha mostrato infine che l'equazione dell'energia si deduce come in meccanica.

Guye A. e Mallet E. *Costanti critiche e complessità molecolare di alcuni composti organici* (pp. 168-171). — Dallo studio eseguito sull'anisol, fenetol, m. cresol, anilina, dimetilamilina, dimetil-ortolundina gli A. concludono che:

1° I composti aromatici ossigenati e azotati studiati non sono polarizzati allo stato critico, almeno in modo apprezzabile.

2° Questi composti non sono polimeriz
zabile tra il punto di ebullizione e il punto

Dall'esame quindi dei risultati ottenut
propionitrile, butironitrile, capronitrile, benzo
cono che:

1° Allo stato critico, tutti i nitrili alifa
polimerizzati;

2° I loro coefficienti di polimerizzazion
fra quelli osservati finora;

3° La polimerizzazione decresce a par
mine, pur essendo ancora apprezzabile colla

4° La benzonitrile stessa può essere
polimerizzata allo stato critico;

5° Fra il punto di ebullizione e il pu
studiati restano polimerizzati nelle due fasi.

BECQUEREL H. *Su alcune proprietà del r*
radioattivi (pp. 208-211). — Nuove ricerche
l'uranio hanno fatto constatare all'A. che ess
quello del radio, oltre che per l'enorme diffe
sità, per l'assenza che si riscontra nel primo
deviabile.

Circa poi l'azione del raggiamento del
l'esperienze eseguite a tale scopo hanno dim
deviabile del raggiamento del radio, identica
trasforma il fosforo bianco in fosforo rosso. L
babilmente anche la parte non deviabile sareb
attiva per effettuare tale trasformazione: ma
in proposito, avendo dovuto nelle sue esperie
dio in un tubo di vetro, che arrestava quella p
per proteggerlo contro un'accensione accident

BENOIST L. *Determinazione sperimentale d*
raggi X per mezzo del radiocromometro (pp.
avere ricordato l'esistenza di diverse qualità
distinguono fra loro per la diversa attitudine
attraversare corpi diversi, l'A. descrive un'
definito radiocromometro, destinato a servire
qualità di raggi opportuna in determinati ca
utilizza le variazioni disuguali di trasparenza
allorchè la qualità dei raggi X cambia, per d
qualità di raggi per mezzo di una serie di tra
uno di questi corpi rapporto all'altro, p. es.
porto all'argento.

Il radiocromometro è formato da un disco di alluminio diviso in dodici settori, i cui spessori vanno crescendo da 1^{mm} a 12^{mm}. Il centro del disco è forato ed è costituito da un disco di argento di $0^{mm},11$ di spessore.

L'apparecchio si piazza sia al disopra della lastra radiografica, sia contro lo schermo fluorescente utilizzato in radioscopia. Sull'imagine ottenuta nell'uno e nell'altro caso, vi è uguaglianza di ombra fra il disco centrale di argento e uno dei settori di alluminio. Lo spessore del settore costituisce il grado radiocromometrico di raggi X impiegati, e li definisce completamente.

P. Baccei.

Journal de Physique. Giugno 1902.

Armagnat H. *Applicazione degli oscillografi al metodo della risonanza* (pp. 345-364). — Una corrente periodica si può sempre rappresentare con una serie di Fourier:

$$y = a_0 + A_1 \operatorname{sen} \omega t + A_2 \operatorname{sen} 2 \omega t + \dots + A_n \operatorname{sen} n \omega t + $$
$$+ B_1 \cos \omega t + B_2 \cos 2 \omega t + \dots + B_n \cos n \omega t$$

o anche, ponendo:

$$a_n = \sqrt{A^2_n + B^2_n} \qquad \operatorname{tang} \varphi_n = \frac{B_n}{A_n},$$

$$y = a_0 + a_1 \operatorname{sen} (\omega t + \varphi) + a_2 \operatorname{sen} (2\omega t + \varphi_2) + \dots + a_n \operatorname{sen}(n\omega t + \varphi_n).$$

La corrente periodica è insomma rappresentata dalla somma di una serie di sinusoidi, variabili in numero e in grandezza, che sono delle *armoniche* della funzione principale $a_1 \operatorname{sen} (\omega t + \varphi)$.

Nel caso delle correnti alternative si prende come funzione principale quella che corrisponde al periodo della corrente studiata. Se T è la durata di questo periodo, la frequenza è $\frac{1}{T}$ e $\omega = \frac{2\pi}{T}$.

Nelle correnti alternative simmetriche il termine a_0 sparisce, rimanendo solo i termini contenenti il seno e il coseno.

Per ottenere l'equazione completa della curva bisogna conoscere i coefficienti a_1 a_2 .... a_n che sono la semi ampiezza delle sinusoidi componenti, l'ordine n e la fase φ_n di ciascuna armonica. Nel caso della prima forma dell'equazione è sufficiente conoscere i coefficienti A_n e B_n di ciascuna armonica, la fase essendo data dal loro rapporto.

La determinazione dell'equazione si può fare in due modi differenti: avendo, per mezzo di strumenti automatici (ondografo,

oscillografo o reografo), ottenuto la curva
zione del tempo, si possono, coi metodi g
nare le costanti suddette. Disgraziatament
non permettono, mancando di finezza suff
zione a meno che le armoniche cercate s
portanti e di ordine poco elevato.

Essendo insufficiente l'analisi grafica
todi che dieno direttamente n, a_n, φ_n; m
mente detti.

Quello di Healing e Le Tall non dà
e Smith e di Blondel, che sarebbe compl
cato che limitatamente da Lamb e Sm
della fase. Le esperienze sono meno diffi
calcolo dei resultati col metodo della ri
quale, rimpiazzando l'elettrometro con un
grafo, si semplifica immediatamente l'oss

L'A. discute i dispositivi variabili ne
tati corrispondenti, per la misura di diffe
basse, per voltaggi elevati, per la misura

Leduc e Sacerdote. *Sopra la coesio*
381). — Il semplice fatto che una corda,
o di vetro fissate all'estremità superiore
il peso, mostra che esistono, tra le conse
delle forze di coesione il cui valore per

periore a $\frac{p}{s}$, chiamando p il peso ed s l

Se parimente si giunge a realizzare una
fissata per la sua estremità superiore, si
liquido è dotato di coesione e che tale

$\frac{p}{s}$ dove p ed s hanno i valori di prima.

facendo crescere la lunghezza, il peso av
coesione ed avverrà la rottura.

In teoria questa rottura dovrebbe av
riore dove è più forte la trazione; realme
regione qualunque, là dove esiste un pun
metallo, difetto di fabbricazione per la co
invisibili per il liquido.

Delle vibrazioni più o meno energic
provocare questa rottura molto prima che
di coesione.

Sospendendo al piatto di una bilanci
portandolo, dopo averlo equilibrato, in co

di acqua, vi aderisce: se poi sopra l'altro piatto si aggiungono dei pesi il disco solleva una piccola colonna di acqua la quale infine coll'aggiungere ulteriori pesi si rompe lasciando un sottile strato liquido aderente al disco.

L'interpretazione classica di questa esperienza dovuta al Taylor e ripetuta da Gay-Lussac, Simon di Metz etc., è la seguente: quando la superficie dell'acqua viene in contatto col disco, lo strato superficiale vi aderisce; il disco sollevandosi trascorso il primo strato ed i seguenti in virtù della coesione che li unisce al primo. La rottura ha luogo quando il peso P prevale sulla coesione: e designando con C la forza di coesione per unità di superficie si avrà $C \leq \frac{P}{S}$; dove S rappresenta l'area della sezione di rottura, o, sensibilmente, la superficie del disco. Con un disco di cm. 11,8 di diametro, Gay-Lussac vide prodursi la rottura per $P = 59^{gr},4$ donde si deduce $C \leq$ gr. 0,5. Si era così condotti a concludere che: *la coesione dell'acqua è dell'ordine di grandezza di gr. 0,5 per centimetro quadrato, cioè equivalente a circa 5 millimetri d'acqua.*

Gli A. mostrano che il ragionamento precedente è inesatto: *la coesione del liquido non interviene per niente in questa esperienza che riuscirebbe bene lo stesso con un liquido privo del tutto di coesione.*

Immaginiamo che la parete di una piccola pompa aspirante sia molto flessibile; per esempio di sottile caoutchouc. La base del corpo di tromba e lo stantuffo essendo dapprima applicata a una superficie di acqua, solleviamo lo stantuffo: il liquido lo seguirà, spinto dalla pressione atmosferica, mentre la parete si curverà in causa dell'eccesso della pressione esterna sulla pressione interna.

Nell'esperienza di Gay-Lussac, la parete flessibile è rappresentata dalla membrana elastica a cui viene paragonata la superficie di un liquido ed è ancora la pressione atmosferica che fa montare il liquido in questa specie di corpo di pompa.

I pesi P, messi nel secondo piatto della bilancia rappresentano semplicemente la differenza delle pressioni idrostatiche sulle due faccie del disco, aumentate della tensione superficiale, se l'angolo di raccordamento non è nullo. Per confermare questo modo di vedere, gli A. hanno ripetuto l'esperienza di Gay-Lussac con tutte le precauzioni necessarie e hanno dato la teoria di questa esperienza.

Poichè essa non dà nessun indizio riguardo alla coesione dei liquidi, esiste o non esiste la coesione e in caso affermativo quale ne è l'ordine di grandezza?

Nella seconda parte di questa memoria gli A. risolv
questione cercando di realizzare una colonna liquida s
per la parte superiore coll' ascensione capillare nel vuot
l' impiego di barometri troncati.

Il resultato ottenuto dalle esperienze è che la coesi
l' acqua lungi dall' essere approssimativamente misurata
colonna di acqua di circa 5 mm. di altezza, ha un valo
migliaia di volte più grande.

HOULLEVIGUE. *Modello comodo di elettrometro capil*
382-383).

BOLEY P. *Nuovo elettrometro* (pp. 384-386). — Que
trometro può funzionare come l' elettrometro capillare
ma con i vantaggi seguenti : facilità di costruzione, sicu
funzionamento, semplicità maggiore e costante. Di più,
di proporzionalità delle depressioni alle f. e. m. permett
surare rapidamente le differenze di potenziale col metod
gendorff : si può arrestare la compensazione quando è ot
meno di $^1/_{100}$ di volt, e la depressione osservata indica
renza residua.

RAVEAU C. *Sopra l' osservazione della rifrazione co*
terna od esterna (pp. 387-390). M. ALLEGR

Zeitschrift für Physikalische Chemie.

Vol. 36, fasc. 6 e Vol. 37 fasc. 1 e 2.

EULER H. *Per la teoria delle reazioni catalitiche* (pp.
— Secondo l'A. tutti i fenomeni catalitici dipendono da u
causa comune, vale a dire da un aumento di quella det
specie di molecole per le quali la reazione si effettua, il
vale a dire da un aumento di ioni. Questa ipotesi, aun
ioni nelle reazioni catalitiche, si spiega pure accordando
legge delle masse, colla teoria della dissociazione, con i
di cinetica chimica, e specialmente con l' influenza del s
della temperatura.

PALMAER W. *Sui fenomeni elettrocapillari* (pp. 664
Fra le teorie di Helmoltz, Warburg e Nernst per spieg
nomeni elettrocapillari l'A. si attiene preferibilmente a que
quantunque essa pure non spieghi completamente detti f

Le condizioni di equilibrio fra una amalgama e gli
liti sono dati dalla nota formula

$$0{,}0288 \log \frac{P_1}{p_1} = \frac{0{,}0576}{n_2} \log . \frac{P_2}{p_2}$$

dove $P_1 p_1$ e $P_2 p_2$ sono le tensioni elettrolitiche di sol

le pressioni osmotiche, risp. del mercurio e del metallo costituente l'amalgama, n_1 è la valenza del metallo. La tensione di soluzione dello zinco e della sua amalgama è assai forte, cosicchè anche in soluzioni concentratissime di sali di zinco esso si carica negativamente: questo è soltanto possibile, qualora p_1 sia diventato assai piccolo, in modo che gli ioni di Hg precipitati da quelli dello Zn, caricano negativamente il Hg. La curva che segna la tensione elettrocapillare si abbassa, e perchè lo zinco unito al Hg raggiunga un massimo della tensione superficiale deve polarizzarsi all'anodo.

BAKKER G. *Per la teoria della capillarità*. III (pp. 681-692).

DRUCKER K. *Velocità e catalisi in sistemi omogenei* (pp. 693-709). — La formula del Noyes-Whitney che riguarda la velocità di soluzione come una funzione della diffusione, per quanto sia stata dagli A. trovata giusta per le sostanze da essi impiegate pur in molti casi non corrisponde; dovendosi pure tener conto del volume del solvente. Per la soluzione del triossido di arsenico nello acido solforico diluito la formula di Noyes-Whitney non si presta, e la velocità di soluzione rimane indipendente (per costante quantità di catalizzatore) affatto dalla concentrazione dell'As_4O_3 già scioltosi, e ciò fino alla saturazione.

L'azione catalizzatrice dell'anione degli acidi HCl; e H_2SO_4 per il triossido di arsenico è affatto secondario. La velocità è prossimamente proporzionale alla radice quadrata della concentrazione degli ioni catalizzatori $H^·$ e OH'.

SCHREINEMAKERS F. A. H. *Tensione di vapore di mescolanze ternarie*. IV. — *Mescolanze eterogenee* - Parte teorica (pp. 710-740).

ALEXEJEFF W. *Sul significato simbolico della teoria degli invarianti nella chimica* (pp. 741-743). — Risposta alle osservazioni del Sig. Prof. E. Study.

L'A. rispondendo alle osservazioni fatte dal Prof. Study (*Beibl.* 25, 87, 1891) non disconosce la identità dei concetti della teoria degli invarianti con quelli della teoria atomica. Solo fa rilevare che la teoria degli invarianti partendo da principi matematici precisi, indipendenti, abbraccia un campo più generale e fa prevedere teoricamente l'esistenza di combinazioni, alle quali fino ad ora nella chimica si è giunto seguendo solamente l'esperienza. E con opportuni esempi dimostra ancora l'importanza della teoria, senza voler pretendere per questo di eliminare dalla chimica le formule attuali.

BREDIG G. e IKEDA K. *Sopra i fermenti inorganici*. II - *Annullamento della catalisi platinica per effetto dei veleni* (pp. 1-68). — Sulla catalisi dell'acqua ossigenata agiscono in modo analogo a i fermenti organici, e le soluzioni colloidali di platino, come

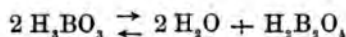
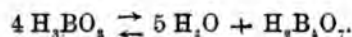
egualmente una azione ritardatrice e annullatrice esercit
leni. Lo scopo del lavoro è appunto di dimostrare l' anal
le soluzioni colloidali e le enzime, analogia che se non è
è assai confortante. Il metodo sperimentale è semplice:
quantità nota di soluzione titolata di H_2O_2, (0,3 — 0,5
H_2O_2 per litro) gli A. aggiungono quantità nota di soluz
tinica, e osservano la velocità di trasformazione dell' H_2O
senza e senza la presenza dal veleno. I veleni rispetto a
sono distinti dagli A. in cinque classi: veleni assai fort
acido cianidrico, iodocianogeno, cloruro mercurico ecc. Vel
forti come: anilina, idrossilamina, acido arsenioso ecc. V
boli come: acido fosforoso, nitrito sodico, pirogallato ecc
acceleratori come: acido formico, idrazina, acido nitrico
finalmente sostanze indifferenti come: clorato potassico
zione diluita, alcool etilico, amilico, etere, glicerina, olio
mentina, cloroformio.

COHEN E. *Studi sull' inversione* (pp. 69-83). — Si
Rayman e Sûlc (*Zeitsch. f. phys. Chem.* 21, 481, 1896)
che si determina una inversione dello zucchero di cann
in sola soluzione acquosa fatta con acqua purissima (con
$0,7 \times 10^{-6}$ a 25°) quando si elevi la temperatura sugli
fa la supposizione che tanto lo zucchero di canna come
di inversione *d* glucosio e *d* fruttosio abbiano un comp
acido, e lo scopo del lavoro è appunto di corroborare qu
tesi. A tale uopo l'A. determina la costante di velocità
zione dell' acetato di metile in soluzione acquosa, in pre
zucchero di canna, di zucchero invertito, di *d*. glucosio
tosio, e mannite. Dai risultati si rileva in fatti che l' ag
zucchero di canna induce un notevole ritardo nella ve
saponificazione, ma più notevole è quello indotto dallo
invertito; il *d*. glucosio agisce più fortemente del *d*.
mentre la mannite ha una piccola influenza.

SKIRROW F. W. *Sulla volatilità dell' acido borico n*
d' acqua (pp. 84-90). La volatilità dell' acido borico è fo
dride B_2O_3 anche a temperature elevate ha una tension
pore trascurabile. Dalle esperienze dell'A. si rileva ch
concentrazione dell' acido borico in soluzione e nel vapo
vi è una proporzionalità dipendente forse da un equilib
può esprimere

$$2\,H_3BO_3 \rightleftarrows 2\,H_2O + H_2B_2O_4$$

oppure

$$4\,H_3BO_3 \rightleftarrows 5\,H_2O + H_2B_4O_7.$$

DUHEM P. *Le trasformazioni continue e la termodinamica* - VIII (pp. 90-100).

TRAVERS MORRIS W. *Sulla liquefazione dell' idrogeno* (pp. 100-114). — È descritto un apparato per mezzo del quale l'A. ottiene in discreta quantità dell' idrogeno liquido. L' idrogeno è compresso a 200 atmosfere, raffreddato prima da una mescolanza frigorifera di CO_2 solida e alcool (circa — 80°) poi entra in un serpentino tenuto freddo a circa — 200° di aria liquida bollente nel vuoto. Finalmente passa entro un recipiente in cui è fatto il vuoto e dove si condensa, evaporando in parte. La parte che evapora viene ricondotta al compressore. L' apparato senza compressore, motore e l' apparecchio Hampson per liquefare l' aria costa circa 4000 Marchi.

Il Ramsay previene che l' apparato fu costruito per rendere possibile la separazione del neon dall' elio.

SCHREINEMAKERS F. A. H. *Tensione di vapore di mescolanze triple.* Parte teorica - IV (pp. 129-156).

GROS O. *Sensibilità per la luce della fluorescina dei suoi derivati e delle sue leucobasi* (pp. 157-192). — Per sensibilità alla luce intende l'A. il cambiamento di colore (di solito imbianchimento) che subiscono molte sostanze esposte alla luce. L'A. si propone di vedere se questa trasformazione dipenda da una ossidazione o da una riduzione; il grado di sensibilità delle diverse sostanze, e l' azione di alcuni catalizzatori.

Il lavoro è così dallo stesso A. riepilogato. 1. Le leucobasi del trifenilmetano sono assai sensibili alla luce. 2. L'introduzione di un nitrogruppo in una leucobase sulla fluorescina aumenta la velocità con cui la leucobase si trasforma per ossidazione allo scuro nella sostanza colorante. 3. L' imbianchimento della sostanza colorante del trifenilmetano dipende da una ossidazione. 4. È molto probabile che le reazioni che avvengono alla luce dipendano principalmente dagli ioni della leucobase e della sostanza colorante. 5. La sostanza colorante che si forma in presenza delle leucobasi accelera l' ossidazione di esse fino ad un limite determinato. 6. Sostanze estranee aumentano la sensibilità per la luce. 7. L' aggiunta di una sostanza colorante rende più rapida la reazione alla luce fra il cloruro mercurico e ossalato ammonico. 8. L' azione catalitica delle sostanze coloranti si manifesta già per concentrazioni piccolissime e raggiunge un massimo. 9. È probabile che l' azione catalitica delle sostanze coloranti dipenda dall' assorbimento della luce di cui esse sono capaci. Perciò la sensibilità delle leucobasi aumentata da quelle sostanze coloranti

dipende non solo dai raggi diretti ma da q
sostanza colorante.

HOLLMANN R. *Sulla tensione di vapore*
stalli di alcuni sali idrati isomorfi (pp. 193
la relazione fra la tensione massima di mes
la loro concentrazione. La tensione di vapor
tenuta per via indiretta determinando la co
soluzione di acido solforico che aveva la ste
pore degli idrati impiegati, e coll'aiuto dei
per le soluzioni di acido solforico calcolava
vapore degli idrati. Le sostanze impiegate sono
e di potassio con quello di ferro e potassio; po
indi solfato di zinco e di magnesio; di rame
di zinco e rame; quello di magnesio e rame
manganese. Dai risultati si rileva: Le miscel
dono una tensione massima indipendente ent
quantità di acqua. La tensione di vapore del
pre diminuita da piccole quantità di miscela
la tensione di vapore di questa è superiore

BATSCHINSKI A. *Relazione fra i parame*
cune altre costanti fisiche (pp. 214-216).

SKIRROW J. W. e CALVERT H. T. *Sepa*
rante l'evaporazione della sua soluzione (pp.
conoscere se nell'evaporazione di una soluzio
avverrà un punto in cui si separerà il sale
regola delle fasi e prendendo come parametr
concentrazione, e la pressione del vapore. St
minata dalla concentrazione e dal punto di el
di solubilità incontra questa linea, quel punt
della separazione del sale; se non l'incontra
parallela, fino alla fusione del sale, come sar
soda e potassa caustica.

DIETERICI C. *Pressione osmotica e lavor*
222). — Alcune osservazioni sulla discussion
dal Prof. A. Noyes. Do

Philosophical Magazine. Ser. VI,

Lord KELVIN. *Sulla concentrazione della*
gravitazione in certe parti dell'universo (pp.
cia col far osservare che non si può in mod
possibilità che vi sia una porzione di spazio,
al di là della quale non vi sia nè etere nè

ritiene che ciò sia probabile. Se adunque l'etere deve estendersi per tutto lo spazio, è certo che esso non può esser soggetto alla gravitazione mutua fra le sue parti — che lo costituirebbe in uno stato di equilibrio instabile — a meno che non fosse infinitamente incompressibile. Secondo Lord Kelvin vi è quindi della materia non sottoposta alla gravitazione, e tale materia è l'etere, che, sparso dappertutto, avrebbe inerzia, rigidità, elasticità, compressibilità, ma che sarebbe imponderabile.

Richiamando le considerazioni esposte in un precedente suo lavoro (*N. Cim.* (5), 3, p. 482) l'A. osserva che si potrebbe spiegare la velocità che hanno adesso, le stelle, supponendo che 25 milioni di anni fa una massa uguale a quella di 1000 milioni del nostro sole fosse distribuita uniformemente in una sfera del raggio di $3{,}09 \times 10^{16}$ chilometri. Di quei mille milioni di soli, i più lontani sarebbero veduti come stelle di 16ª grandezza; e supponendoli tanto più antichi quanto più lontani, in modo da ricevere contemporaneamente la luce di tutti, la frazione illuminante del cielo sarebbe $3{,}87 \times 10^{-13}$ di quella del sole; numero che è assai vicino a quello che si ottiene dalle stelle esistenti.

Se la stessa massa di materia fosse ripartita in sfere di 2 cm. di diametro, essa non intercetterebbe che $\frac{1}{36{,}9}$ del cielo.

Sotto l'azione della gravitazione, tal massa si concentrerebbe presso a poco come lo farebbe una massa omogenea, e l'A. calcolando la velocità che acquisterebbero gli atomi di tal massa, trova che dopo 16,8 milioni d'anni la velocità alla superficie della sfera di $3{,}09 \times 10^{9}$ chilometri, che allora formerebbe, sarebbe di 291000 chilometri al secondo. Più tardi la velocità diverrebbe uguale, e poi superiore, a quella della luce, e i corpi diverebbero luminosi.

Da tali considerazioni Lord Kelvin è condotto a ritenere che alcuni milioni d'anni fa il nostro universo fosse formato da atomi in riposo o quasi, ma la cui distribuzione fosse disuguale, in modo che in certi luoghi la materia fosse più densa che in altri. Allora, nelle regioni più dense la materia si sarebbe sempre più addensata, mentre nelle altre si sarebbe sempre più rarefatta. Finchè nelle regioni di concentrazione la densità era minore di $\frac{1}{10^6}$ di quella della attuale nostra atmosfera, i moti degli atomi sarebbero stati senza influenza scambievole; ma da quella densità in poi, gli urti avrebbero prodotto delle serie di onde nell'etere, diffondendo dell'energia nell'etere dello spazio infinito. Tale dispersione d'energia ridurrebbe quell'aggruppamento alla condi-

zione d'equilibrio di un gas che è in equilibrio sotto la sc
fluenza della sua gravità, o ruotante come il nostro sole, e
stantesi con velocità dell'ordine di quella delle nebulose s
La condensazione per gravitazione sarebbe accompagnata d
mento di temperatura seguito poi da raffreddamento e infi
solidificazione. Siamo dunque, anche nel 20° secolo, costre
attribuire a tutte le cose una origine atomica, presso a po
modo concepito da Democrito e da Epicuro, e sovranamente
sto da Lucrezio.

HICKS W. M. *Sull'esperienza di Michelson-Morley r*
al trascinamento dell'etere (pp. 9-42). — Questa Memoria tr
dettaglio la teoria generale dell'esperienza con la quale M
son e Morley (cfr. *N. Cim.* (3), 25, p. 84) cercarono di decid
questione se l'etere resta in riposo, od è trascinato dal moto
terra. La teoria non è così semplice come può sembrare a
vista, a motivo dei cangiamenti che la riflessione subisce
superficie in moto. La correzione dovuta all'alterazione n
golo di riflessione fu dapprima introdotto da Lorentz, e fu
derata nella citata Nota di Michelson e Morley; ma la rifle
produce anche un cangiamento nella lunghezza d'onda dell
riflessa, e inoltre, se la sorgente della luce si muove coll'ap
chio, la luce incidente ad ogni istante su una lastra non pr
dalla posizione occupata dalla sorgente in quell'istante,
un punto che essa occupava qualche istante prima, e perci
golo d'incidenza è alterato di un infinitesimo di prim'
quando la direzionein cui è trascinato l'apparecchio viene a ca

Questa ricerca è intrapresa allo scopo di fare le cor
su indicate. Il resultato principale della correzione è che
esperienze di Michelson e Morley l'effetto da aspettarsi è
verso di quello fin qui supposto.

Tenendo poi conto degli effetti della temperatura, l'A.
che vi è sufficiente ragione perchè l'esperienza sia ripetut
cura estrema, in modo da eliminare gli errori dovuti alla
ratura, e, se è possibile, nel vuoto, con l'assenza di osse
e di cannocchiali per l'osservazione, ma fotografando le
su una pellicola avvolta su un cilindro rotante.

D'ARCY R. F. *Decomposizione del perossido d'idrogeno*
tuata dalla luce, e azione scaricatrice elettrica di tale deco
zione (pp. 42-52). — Secondo Wilson l'azione della luce s
sigeno umido produce del biossido d'idrogeno, e l'A. trov
l'acqua ossigenata neutra è scomposta dalla luce in acqua
tiva e in ossigeno negativo. Tale decomposizione potrebbe
ragione dell'elettricità atmosferica.

Studiando poi la dispersione che si effettua sotto l'azione della luce solare da una superficie d'acqua e da una superficie uguale di acqua ossigenata, l'A. trova che nella velocità della dispersione vi è differenza soltanto nel caso della elettrizzazione negativa.

Hormel W. G. *Costante dielettrica della paraffina* (pp. 52-67). — Il metodo usato è quello della misura della lunghezza d'onda con la disposizione di Lecher, e con un oscillatore Blondlot eccitato da un rocchetto Tesla.

Studiando diversi campioni di paraffina, l'A. trova che la costante dielettrica cresce con la densità della paraffina, e col crescere del punto di fusione. La costante dielettrica cresce anche al decrescere della lunghezza delle onde elettriche; talchè la formola di Cauchy non concorda coi resultati sperimentali.

La disposizione usata ha permesso all'A. di costatare che la velocità di propagazione delle onde elettriche, per la frequenza di 800×10^6, è la stessa nei fili non magnetici e in quelli magnetici, talchè per quella frequenza la magnetizzazione del ferro non segue le oscillazioni elettriche.

Mc. Clung R. K. e Mc. Intosh D. *Assorbimento dei raggi Röntgen nelle soluzioni acquose* (pp. 68-79). — Dopo aver attraversato la soluzione in istudio, i raggi Röntgen ionizzano l'aria compresa fra due lastre metalliche parallele, una delle quali, protetta da un anello di guardia, comunica con un elettrometro, e fra le quali si stabilisce un forte campo elettrico. La deviazione dell'ago elettrometrico serve a misurare l'intensità dei raggi uscenti dalla soluzione. Dal confronto dei resultati ottenuti con soluzioni diverse e con l'acqua pura, gli A. deducono che l'assorbimento è un fenomeno additivo, che si compone di un termine relativo all'anione e di un altro relativo al catione.

Barus C. *Comportamento delle emanazioni del fosforo in condensatori sferici* (pp. 80-91). — In questa Memoria, che è una continuazione di altre analoghe (*N. Cim.* (5). 3, p. 480) l'A. studia la combinazione spontanea delle cariche trasportate dagli ioni prodotti dal fosforo, determinando la corrente che una differenza di potenziale stabilisce fra una sfera metallica cava e un frammento di fosforo posto nel centro.

Allen H. S. *Effetto della irregolarità delle righe sull' apparenza di un reticolo di diffrazione* (pp. 92-95). — Se il cannocchiale di uno spettroscopio si aggiusta in modo da vedere nettamente una riga del reticolo, illuminato da luce monocromatica, e se dopo, tolto l'oculare, si pone uno schermo nel piano coniugato del reticolo, lo schermo apparirà illuminato uniformemente se il reti-

colo è regolare. Se è irregolare si vedono invece delle band minose e oscure, e dal loro numero e dal cambiamento di as che subiscono quando si sposta lo schermo si può dedurre l riazione della distanza fra due righe nelle varie regioni de ticolo.

Lord KELVIN. *Nuovo modo di definire la deformazione c corpo elastico* (pp. 95-97 e 444-448). — Prendendo in ogni p del corpo un tetraedro di riferimento, e indicando ciò che d gono le lunghezze dei suoi spigoli, si può, con sei paramet neari, definire una deformazione finita, anzichè definire, con usa adesso, una deformazione infinitesima mediante 3 para lineari e 3 angolari.

Lord RAYLEIGH. *Teoremi generali relativi alle vibrazion zate e alla risonanza* (pp. 97-117). — È una Nota molto in tante che non si può riassumere.

VELEY V. H. e MANLEY J. J. *Coefficienti ionici e te dell' acido nitrico* (pp. 118-122). — Dalle misure fatte dag il grado di ionizzazione $\frac{\mu}{\mu_\infty}$ dedotto dalle misure di condut elettrica, per le soluzioni di acido nitrico non è d' accord con la formola che si deduce dalla legge di diluizione di wald, nè con quella di Rudolph-Van 't Hoff.

Non vi è poi alcuna relazione fra i coefficienti di ion zione e quelli di dilatazione delle medesime soluzioni.

HOPKINSON B. *Sulla necessità del postulato dell' etere* 123-126). — L'A. osserva che mentre i fenomeni della gr zione e gli ordinari fenomeni luminosi si possono spiegare senza ricorrere all' ipotesi dell' etere, l' apparenza presentat certe stelle, che, pure apparendo semplici al telescopio, allo spettroscopio una riga periodicamente doppia, richiede cessità la presenza dell' etere. Infatti tale fenomeno potrebbe garsi supponendo che si trattasse di stelle doppie, rotanti attorno all' altra con la velocità di 150 miglia al secondo; tal caso, quando tali stelle si allontanassero dalle due part poste della visuale, si dovrebbero veder doppie al teles Siccome ciò non è, tale aberrazione non può dipendere dal mento della sorgente luminosa, e per conseguenza necessita stenza dell' etere.

ALLEN H. S. *Nota preliminare sulla radiazione Röntgen pri e secondaria* (pp. 126-128). — Oggetto di questa Nota è di frontare l' ionizzazione totale prodotta dai raggi X secondar che, come si sa, sono molto più assorbiti dei primari dai g con l' ionizzazione che sarebbe prodotta dai primari se essi

tinuassero il loro cammino nel mezzo originario. Da esperienze fatte finora soltanto coll'idrogeno solforato, l'A. trova che l'energia totale della radiazione secondaria è solo $^1/_{1900}$ di quella della radiazione primaria.

WOOD R. W. *La dispersione anomala del vapor di sodio* (pp. 128-144). — Anzichè usare fiamme prismatiche di sodio, che mal si prestano allo scopo, l'A. ha potuto studiare lo spettro di dispersione anomala del vapore di sodio, utilizzando la distribuzione in strati di densità diversa, che si produce naturalmente allorchè un frammento di sodio è scaldato in un tubo di vetro nel quale si ha una lenta circolazione di idrogeno. Al di sopra del sodio si forma in tal modo una densa atmosfera di vapore, nettamente limitata, che funziona come un prisma a spigolo orizzontale.

La luce che ha attraversato tali vapori cade su un reticolo Rowland a righe verticali, e lo spettro è incurvato da una parte e dall'altra delle righe D, appena il sodio si comincia a scaldare. Di poi si vede scomparire la banda intermedia, allungarsi i rami esterni, apparire scannellature nel rosso e nel bleu verdastro, che si allargano al punto da estinguere quasi del tutto una parte del bleu.

L'A. ha ottenuto belle fotografie di tale spettro; ma su di esse non sono possibili le misure degli indici di refrazione, perchè la densità dei vapori e le dimensioni della massa assorbente non restano invariate per tutta la durata dall' esposizione della lastra fotografica. Ma osservazioni opportune su una lastra di vetro, divisa in lunghezze d'onda, hanno permesso di tracciare una buona curva della dispersione, dalla quale si possono dedurre i valori degli indici per le diverse lunghezze d' onda, conoscendo l' angolo di refrangenza del prisma formato dai vapori. Per aver tale angolo con qualche approssimazione l'A. ha trovato conveniente di limitare l' atmosfera di vapori mediante due tubi di ferro tagliati a bietta. Supponendo l' angolo del prisma di 130°, l'A. trova per le lunghezze d' onda adiacenti alle due righe d'assorbimento, $\mu = 1,0024$ dalla parte della D_1, e $\mu = 0,9969$ da quella della D_2. Il vapor di sodio presenta quindi l' esempio di una sostanza trasparente, assai densa, nella quale la luce di certi periodi ha una velocità maggiore che nel vuoto.

L'A. ha studiato anche l' assorbimento delle radiazioni luminose che presentano i vapori di sodio, e che determina un aumento di temperatura, rivelato dal suono che rende una fiamma o il tubo su descritto allorchè si illuminano intermittentemente. Tale suono cessa se la luce è filtrata attraverso la cianina che

assorbe quasi completamente ed esclusivamente la
cina a D.

L'A. ha studiato anche lo spettro della luce fluo
si ha col vapore di sodio illuminato, ed ha fotografat
spettro di assorbimento del vapore stesso nel rosso e
Egli accenna anche alla proprietà che deve avere i
sodio di emetter luce per il solo riscaldamento; ma n
riuscito ad osservare tale incandescenza, che è facile
pei vapori di iodo.

HILTON H. *Nota sulle costanti capillari delle fa*
stalli (pp. 144-148). — L'A. dà una nuova dimostrazio
rema contenuto in una Nota di Wulff sull'accrescimento

KUENEN J. P. e ROBSON W. G. *Tensione della*
l'etano a temperature al di sotto di 0° (pp. 149-158).
lizione dell'anidride solforosa e dell'ammoniaca in u
a doppia parete di Dewar, gli A. hanno ottenuto temp
a — 78°,32, misurate con un termometro a resistenza
ed hanno determinato la tensione della CO_2 e del C_2H
relativa all'etano si mantiene sempre inferiore a quel
dride carbonica liquida; ma interseca nel punto t
della CO_2 solida.

LEHFELDT R. A. *Voltametro per deboli correnti* (
— In un tubo di vetro ben calibrato, del diametro di
si introduce una piccola goccia di una soluzione di
curoso fra due colonne di mercurio, che faranno da e
sto il tubo verticalmente, e facendo servire la colonn
da anodo, la goccia si sposta con la velocità di cm.
l'ora (cioè di circa 1 mm. al giorno) per una corren
amp. per cm².

Questo voltametro serve solo per correnti inferi
amp. per cm², colle quali soltanto non si ha polarizz

SUTHERLAND W. *Ionizzazione, velocità degli ioni*
atomiche (pp. 161-177). — In questa Nota l'A., pa
ipotesi già altra volta esposte sulla costituzione dell'
di render conto della causa e delle leggi della ioni
gli elettroliti binari, e di dedurre dalle altre prop
degli atomi la velocità degli ioni, mostrando anche co
servire a calcolare le dimensioni assolute degli atom
proposto dall'A. si presterebbe specialmente pel caso
grandi dimensioni, quali son quelli che occorre consi
fisiologia, e pei quali gli altri metodi sono in difetto

HARRISON E. P. *Sulla variazione colla tempe*
forza termoelettromotrice e della resistenza elettrica de

ferro e del rame, fra le temperature di — 200 e + 1050 (pp. 177-195). — Le esperienze sono state tutte eseguite, per tutta l'estensione delle temperature adoperate, sul medesimo campione dei metalli. Le forze termoelettromotrici sono state determinate col metodo della compensazione, le temperature sono state misurate col termometro a platino e riportate al termometro a idrogeno, e le resistenze elettriche sono state determinate col metodo del potenziometro.

I resultati ottenuti son rappresentati da curve, che mostrano le variazioni più o meno regolari della f. e. m. e della resistenza con la temperatura — e dal loro esame si deduce che i cambiamenti nella forza termo-elettromotrice nella coppia rame-nichel coincidono approssimativamente con quelli della resistenza, e che non esiste nessuna peculiarità termoelettrica per la coppia ferro-rame alla temperatura alla quale cambia la resistenza del ferro. Invece alla temperatura di circa 500° un cambiamento notevole si presenta nella coppia Cu-Fe, e quella è la temperatura alla quale si presenta una flessione nella curva della resistenza del rame. È anche notevole che il prolungamento di una breve curva, ottenuta per una coppia Cu-Fe preparata di recente e scaldata nell'idrogeno, taglia la porzione superiore della curva che rappresenta l'andamento generale della medesima coppia, in un punto che corrisponde alla temperatura di circa 800°, che è la temperatura a cui si presenta il cambiamento nella resistenza del ferro.

Mac Lennan J. C. *Su una specie di radioattività comunicata a certi sali dai raggi catodici* (pp. 195-203). — I solfati e i solfuri di stronzio, di calcio, di bario e i solfati di berillio e di potassio, esposti ai raggi catodici, oppure alle scintille di un rocchetto o di una macchina elettrostatica anche nell'aria alla pressione di un'atmosfera, acquistano la proprietà di scaricare l'elettricità positiva, ma non quella negativa, allorchè sono poi scaldati al di sopra di 100°. Alcuni di quei sali acquistano anche la termoluminescenza.

Kirkby P. J. *Sulla conduttività elettrica prodotta nell'aria dal movimento di ioni negativi* (pp. 212-225). — Queste ricerche furono imprese per studiar più da vicino le differenze già notate (cfr. *N. Cim.* (5), 3, p. 335) fra le proprietà degli ioni positivi e negativi. Esse confermano ciò che fu trovato da Townsend, che gli ioni negativi ne producono altri coi loro urti colle molecole dell'aria. Anche da queste esperienze resulta che la massa di un ione negativo è circa 2000 volte minore di quella di una molecola d'aria, mentre l'ione positivo l'ha uguale alla molecola. Ne segue che la traiettoria libera è maggiore per gli

ioni negativi che per quelli positivi, ma in certe cond
trebbe darsi l'opposto, e quindi anche gli ioni positivi
forse produrne altri coi loro urti, ciò che ordinariamen
verifica.

Burbury S. H. *Sui processi irreversibili e sulla Planck relativa ai medesimi* (pp. 225-240). — È una N
tica che non si può riassumere brevemente.

Buchanan J. *Su una Nota di Fleming e Ashton « Su un modello che imita le proprietà dei dielettrici* (p
— L'A. mostra come i diagrammi ottenuti nella mem
sieno rappresentati anche dalle soluzioni dell'equazion

$$\frac{dv}{dt} = \mathrm{K}\,\frac{dv^2}{dx^2}$$

che esprime la legge con cui l'elettricità si propaga t
conduttore, quanto in un dielettrico.

Chappuis P. *Nota sui termometri a gas* (pp. 2
L'A. esamina quali modificazioni debbano apportarsi
minazione del punto di ebollizione dello solfo eseguita
da Harker tenendo conto del coefficiente di dilatazione
trovato per la porcellana da Holborn e Day.

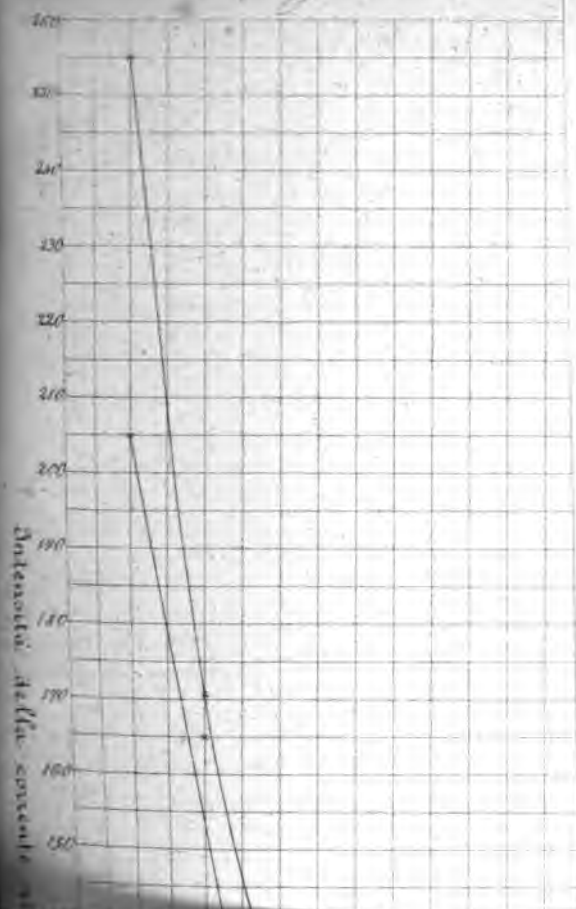
Walker G. W. *Su un' asimmetria dell' effetto Ze* 247-251). — L'A. mostra che l'asimmetria che sec
deve presentarsi nel tripletto, nel senso che la dista
linea centrale e le laterali è maggiore dalla parte d
che da quella del rosso, può dipendere da un termine
ordine dovuto al campo magnetico.

A. St

Pietro Salvioni, *gerente responsabile.*

M. Allegretti

260
250
240
230
220
210
200
190
180
170
160
150

Intensità della corrente

RICCARDO FELICI

Commemorazione letta nella VI riunione della Società Italiana di Fisica dal Prof.

ANGELO BATTELLI.

Egregi Colleghi,

Primo atto di ogni precedente Congresso della Società era un saluto di affetto e di augurio al nostro venerato Presidente onorario; quest' anno i nostri lavori si aprono mestamente con la commemorazione di Lui.

Non a me sarebbe spettato questo doloroso incarico: abbiamo nella nostra Società Colleghi illustri, primo il Prof. Ròiti, ai quali Egli ha lasciata larga eredità di scienza e di affetti; colleghi, cui lo aver seguito da vicino l' opera sua, ha dato agio di sperimentare per lunghi anni lo spirito di scrupoloso indagatore e la vita attiva di Lui, e di ammirare tutta la bontà dell' anima sua modesta e gentile.

Ma pur troppo oggi è loro impedito di trovarsi tra noi, e perciò il nostro Presidente volle a me affidato questo triste ufficio, che adempio col cuore commosso.

Nato l' 11 Giugno 1819 in Parma, **Riccardo Felici** trascorreva l' adolescenza e la prima giovinezza fra lotte e privazioni, che attestavano fin d' allora la sua non comune fermezza di propositi e rettitudine di spirito. A 20 anni si recava in Pisa con l' intenzione di prepararsi alla squola politecnica di Parigi, perchè aveva disegnato di percorrere la carriera d'ingegnere. Ben presto però le lezioni del Mossotti e del Matteucci,

e, più di tutto, l'invito di quest'ultimo a frequentare
boratorio di fisica per aiutarlo negli esperimenti, lo ve
distogliendo dal suo primo proposito. Fu così che, con
anche da aiuti materiali, Egli si fermò in Pisa, a con
gli studi felicemente intrapresi; ivi nel 1846 dal Ma
venne nominato aiuto alla Cattedra di fisica.

Il Matteucci, uomo d'ingegno fervido, quasi direi
rante, di carattere vivacissimo e insofferente di freni,
compreso subito che il calmo e modesto giovinetto, da lu
a collaboratore, era ricco delle preziose doti, che in lu
difettavano alquanto: costanza invitta, lunga pazienza,
critico spassionato. E fu tale la stima e la benevolenza
posta nel Felici, che, fin dal primo anno, lo incaricò
riprese di sostituirlo nelle lezioni, pensando forse di fa
l'allievo prediletto il suo successore.

Da parte sua il Felici, prima ancora di diventare
aveva dato saggio del suo ingegno acuto ed equilibrat
cune osservazioni, intorno a nuove ricerche del Sig. Dut
pubblicate nel 1844 sul *Cimento*.

Il Dutrochet, avendo studiato il distendersi delle
liquide sopra solidi e sopra altri liquidi, aveva conclu
quei fenomeni erano dovuti ad una forza particolare c
chiamò *epipolica*. Egli aveva escluso affatto che detti fe
potessero attribuirsi alla capillarità, fondandosi specialm
comportamento diverso che essi presentavano al varia
temperatura.

Il Felici, con ingegnose ed esatte considerazioni,
levare come il distendersi della goccia proveniva dall
di due forze simultanee, cioè da quella che cagiona l'i
mento di una colonna liquida in un tubo capillare, e
finità dei due corpi, le cui superfici sono a contatto. E
mostrò così come fosse completamente immaginaria l'es
della forza epipolica, pure ammettendo che in quei fe
potessero esercitare la loro influenza lo sviluppo di ca
forse anche di elettricità.

Quando poi, nominato aiuto, potè metter mano a
ricerche sperimentali, il Felici pubblicò un primo
sulla termoelettricità del mercurio, nel quale, sebbene

sposizione non fosse tale da poter giungere alla soluzione del problema, egli diede prova della cautela e dello scrupolo che distinsero tutti i suoi successivi lavori.

Erano quelle le giornate del nostro riscatto, quando l'Italia s'era desta alla voce dell'apostolo genovese, accingendosi alle sue prime prove sui campi di battaglia. Un sacro entusiasmo, che allora non si usava gabellare per rettorica, animava l'Ateneo Pisano, dove il Matteucci e il Mossotti — già pellegrini di scienza e di libertà dall'Inghilterra all'Argentina ed alle isole Jonie — insieme con Leopoldo Pilla, con Francesco Puccinotti, e sopratutto con Giuseppe Montanelli — il candido ed entusiasta apostolo dell'italico riscatto — rinfocolavano nella gioventù universitaria il culto per la patria.

Alla notizia dei grandi fatti di Milano, gli studenti di Pisa e di Siena, con forzato consenso del Governo, preparano la loro guardia universitaria, inizio di cose maggiori.

Il 22 Marzo, mentre è sul finire una lezione del Matteucci, si spalanca la porta dell'aula, e la gioventù irrompe gridando: « Studenti e professori intendono partire per la Lombardia! » Il battaglione universitario è formato: vengono scelti Maggiore il Mossotti, Commissario civile il Matteucci, Capitani il Pilla, Luigi Pacinotti, il Carmignani, il Giorgini; fra i tenenti, Riccardo Felici. E marciano fra i militi scolari distinti, che un giorno saranno professori, deputati, senatori, ministri dell'Italia risorta.

Il battaglione partiva da Pisa sotto una festa di fiori, di auguri e di benedizioni; e, dopo lunghe, faticose ed inutili tappe, nel Maggio si fermava nel paese delle Grazie, ove era il quartier generale delle truppe toscane, non molto distante dal campo di Curtatone. Il Felici marciava sicuro e franco come un vecchio soldato e manteneva il buon umore tra i compagni con le sue inesauribili arguzie. E quando il 29 Maggio l'eroico battaglione si mosse verso Curtatone, bagnando di tanto sangue generoso la terra lombarda, il Felici si trovò sempre nell'infuriare della battaglia; e fu egli che sorresse il povero Ginnasi che cadeva con la tempia trapassata da una palla di fucile, e fu egli tra i primi ad accorrere accanto a

Leopoldo Pilla, quando questi, orribilmente squarciato d
cannonata, spirava la grand' anima dicendo: « Non ho
abbastanza per l' Italia ».

Reso il suo tributo alla patria, quando il battaglion
versitario venne sciolto definitivamente, il Felici torn
sua Università, alla calma degli studi.

Continuò pertanto nel 1849 a supplire nelle lezioni i
teucci, finchè, coll'anno scolastico 49-50, fu stabilmente i
cato di reggere la cattedra del suo maestro.

Allora si diede nuovamente con tutto il fervore a
cerche fisiche, e nel 1850 e '51 pubblicò le due mem
« Sulla propagazione della corrente elettrica nell' inter
una sfera » e « Sulle polarità galvaniche e sull' influenza
propagazione della corrente elettrica nei liquidi ».

Quest' ultima specialmente ha un' importanza sing
perchè in essa egli determinò fino d' allora l' andament
f. e. m. secondaria col variare della temperatura, e scop
verso i 4° C. l'acqua presenta un minimo di conducibilità
ritrovato poi recentemente dal Prof. Lussana, e conferm
altri, sulla conducibilità delle soluzioni acquose.

In quell' epoca appunto, e precisamente nel 1851,
lici dava principio alla sua massima ricerca, che poi lo
quasi ininterrottamente fino al 1859, *sulla teoria dell'*
zione. Egli pervenne in questo studio alle leggi delle c
d' induzione elettrodinamica ed elettromagnetica, deduc
unicamente da dati sperimentali, con metodo simile a
usato dall' Ampère, per scoprire le formule sulle attraz
ripulsioni di due elementi voltaici filiformi.

Dopo avere investigata l' influenza che sul fenomen
duzione esercitano l' intensità della corrente inducente,
tura e la grandezza dei circuiti, le distanze, le forme
posizioni relative dei circuiti inducente e indotto, egli
il fenomeno dell' induzione nelle tre circostanze in cu
si può compiere; cioè, per l' apertura o chiusura del c
inducente, per il moto relativo tra l' indotto e l' induc
per il moto relativo delle parti di uno stesso circuito.

così alle formole relative ai tre casi diversi, deducendone poi, come conseguenze, fatti e principi noti o da lui stesso subito verificati.

Quando il Felici stabilì sperimentalmente la sua teoria dell' induzione elettrodinamica, si conoscevano già altre teorie che, partendo da ipotesi più o meno accettabili, erano state proposte da qualche anno; fra esse specialmente pregevoli erano quelle di F. E. Neumann, di Weber e di Helmholtz.

La teoria del Neumann si fonda sull'ipotesi che la f. e. m. indotta sia proporzionale alla velocità con la quale cambia la distanza fra l' elemento inducente e l'indotto, e alla forza ponderomotrice che si eserciterebbe fra i due elementi, se l' indotto fosse attraversato da una corrente uguale ad uno.

Questa ipotesi non era stata giustificata dal Neumann con alcun dato sperimentale. Il Neumann stesso, nell' assumerla come base dei suoi sviluppi analitici, la considerò come la più semplice di quelle che a prima vista vengono suggerite dalla legge di Lenz, ma non fece nessuna considerazione sull'esattezza della medesima. Ora la legge di Lenz si riferisce solo al senso e non alla grandezza delle correnti indotte; era quindi necessario esaminare se e con quale approssimazione l' ipotesi del Neumann si prestava a illustrare quantitativamente i fenomeni di induzione.

Lo stesso inconveniente si riscontra nella teoria dell' induzione proposta qualche anno dopo dal Weber. Anch' essa è intieramente fondata sopra un' ipotesi non confermata da alcuna esperienza e certamente più artificiosa di quella del Neumann. È noto infatti che il Weber spiegò i fenomeni di induzione ammettendo, secondo un' idea dovuta al Fechner, che, su due masse elettriche in moto, non agisca soltanto la forza di attrazione o ripulsione conforme alla legge di Coulomb, ma altre forze dovute al movimento relativo delle due masse.

L' espressione trovata dal Weber per l' azione inducente, esercitata da un elemento del circuito primario su un elemento del secondario, differisce da quella data dal Neumann; questa differenza però scompare nei risultati finali relativi all' induzione tra due circuiti chiusi. L' esattezza di questi risultati fu,

qualche anno dopo, stabilita dall' Helmholtz, il quale li d
dal principio della conservazione dell' energia; essi qui
presentavano come leggi naturali, e sembrava probabil
terle stabilire direttamente mediante l' esperienza.

Questa opera venne effettivamente compiuta dal Fe

Per vero, prima ancora che fosse comparsa la teo
Neumann, era già stata fatta qualche misura dal Lenz
tivamente alla quantità totale di elettricità indotta in u
chetto, nel momento in cui esso viene introdotto o to
un campo magnetico. Ma tali esperienze avevano poca
zione con gli importanti risultati della teoria stessa de
mann.

Con poche esperienze, sotto ogni punto di vista i
gnabili e genialmente concepite, riuscì invece al Felici sp
tutti i casi dell' induzione fra due circuiti chiusi e st
per essi la stessa formula alla quale era pervenuto il Neu
E i suoi risultati rendono conto, sia dell' induzione che
per l' apertura o chiusura del circuito inducente, sia di
dovuta al moto relativo dei due circuiti; nel mentre
formula di Neumann, quantunque possa estendersi
alle correnti indotte che si producono nel primo caso
sarebbe a tutto rigore applicabile se non al caso della
zione pel moto relativo; e solo in base ai fatti sperim
coi quali il Felici potè passare dal caso delle correnti i
nee a quello del movimento, si può inversamente far
la formula del Neumann anche per le correnti istanta

La coincidenza fra il risultato finale della teo
Neumann e la esperienza non può ritenersi come prov
verità del principio fondamentale da cui essa parte, e
dimostrarlo chiaramente considerando l'induzione prod
un solenoide chiuso. Infatti il Felici mostrò, che una c
di intensità variabile, circolante in un solenoide neutr
correnti indotte in un circuito chiuso che col soleno
concatenato. Ora ciò è in accordo con la formula del
e il calcolo — come fu fatto dal Ròiti — conduce, part
essa, a risultati concordanti con l'esperienza.

Se invece del circuito chiuso consideriamo solta
elemento di esso, applicando al medesimo le due ipote

damentali del Neumann, dovremmo dire che nell' elemento considerato non si produce nessuna forza elettromotrice di induzione, perchè è nulla l'azione elettrodinamica esercitata da un solenoide chiuso, in un punto qualunque esterno al medesimo. Ora, la forza elettromotrice indotta in un circuito è la risultante della somma delle forze elettromotrici indotte nei diversi elementi del circuito stesso, e il fatto da noi citato mostra che questa somma in alcuni casi non è nulla; in questi casi adunque il principio fondamentale del Neumann si mostra in difettò, a meno che non venga sperimentalmente dimostrato che, nel periodo variabile della corrente, un solenoide chiuso, cessando di esser neutro, eserciti un' azione elettrodinamica sugli elementi del circuito indotto.

La singolare concordanza fra i dati sperimentali e l'espressione risultante dalle teorie del Weber e del Neumann dipende unicamente dal fatto che il confronto, fra i risultati di dette teorie e quelli delle esperienze, non si può fare se non in un campo troppo ristretto. Infatti, essendo state stabilite le formole elementari dell' induzione soltanto con esperienze eseguite con circuiti chiusi, è chiaro che, senza contraddire alle esperienze conosciute o eseguibili con quei circuiti, potremmo aggiungere a quelle formule altri termini, che sparissero in una integrazione lungo una curva chiusa. Ciò spiega come, con ipotesi differenti fra loro, si possa, nel campo ristretto delle esperienze conosciute, arrivare a delle formule concordanti con le esperienze medesime.

Tutto questo fa sempre più risaltare il vantaggio che, tra tutte le altre, offre la teoria del Felici; giacchè oltre al presentare una notevole semplicità, ha il pregio di riassumere, sotto forma analitica e indipendentemente da qualunque ipotesi, i resultati generali delle esperienze.

Si deve quindi dire che il Felici abbia proprio dato una base di realtà a concetti che fin allora non avevano che carattere ipotetico. Da allora in poi, infatti, tutte le teorie dell' induzione elettrodinamica vennero costruite con un processo inverso di quello che si era seguito per l'innanzi. Così, qualche anno dopo le ricerche del Felici, l' Helmholtz prese proprio di mira la serie oramai ricca di leggi sperimentali già stabilite

con tutta evidenza, e cercò di fonderle tutte quante
stessa formola, la quale fosse la più generale fra que
si potevano proporre per l'espressione del potenziale
dinamico di due correnti, compatibilmente coi fenome
sciuti fin allora e col principio della conservazione
nergia. Orbene, abbiamo la soddisfazione di constata
le formule del Felici per l'induzione, sono le unic
rispondano a quella condizione.

Terminato questo lavoro poderoso, il Felici, senz
dere riposo, pose mano a nuovi studi. Ferveva allora
stione del valore da assegnarsi alla velocità che impie
lettricità a percorrere un dato circuito. I resultati
erano diversissimi; mentre il Wheatston, nelle sue bel
rienze con lo specchio girante, otteneva la velocità
mila km. per secondo, velocità molto superiore alla ve
mancavano esperienze che assegnavano alla medesim
di gran lunga più piccoli, uno dei quali, determinat
astronomi di Greenwich e Bruxelles, scendeva sino a 4

A spiegazione di queste divergenze, il Faraday
fatto giustamente osservare che una grave causa di
nelle precedenti esperienze si aveva nelle azioni elettro
induttive esercitate sul filo dal mezzo in cui esso era i
(quando questo mezzo era acqua o guttaperca). Un' altr
di errore era dovuta all' impiego di galvanometri o
calamite, essendo il tempo, impiegato dal ferro dolce p
mitarsi o dall' ago per obbedire all' azione della corrent
stesso ordine di grandezza del tempo impiegato dalla c
a percorrere più centinaia di chilometri. Il Felici si
di eliminare questi difetti, ed ottenne per la suddetta
numeri vicini a 260 mila km. al secondo, — valore
alquanto lontano dal vero, ma pur sempre soddisfacen
le condizioni in cui poteva sperimentare nel Laborat
Pisa.

Nello stesso lavoro il Felici determinò la durat
scintilla, e ne studiò le diverse fasi, mettendo in evidenz
scintilla totale si compone di molte scintilline parziali

contemporaneamente al Feddersen, il quale aveva pubblicato le sue classiche esperienze fotografiche soltanto l' anno prima.

Alla stessa epoca il Felici si accingeva ad un'altra serie di ricerche, le quali lo occuparono di poi per sette anni continui, sul comportamento elettrico dei corpi non conduttori in presenza di corpi elettrizzati.

Già dal Cavendisch, dal Faraday e dall' Harris era stato ripetutamente osservato l' aumento di capacità nei condensatori, quando si sostituisce lo strato d' aria con quello di una sostanza coibente. E così l'Avogadro aveva pure formulato l'ipotesi della polarizzazione dei dielettrici: ipotesi che in seguito fu ripresa dal Belli e dal Faraday, e che poi (1846) fu analiticamente sviluppata dal Mossotti ; ma si deve proprio dire che era allora spento il vero ardore delle ricerche sperimentali, tanto che non si era nemmeno cercato di constatare, se all' azione esercitata dal coibente prendessero parte tutti gli elementi di volume del coibente, o soltanto quelli posti alla superficie del medesimo; e non si era cercato di determinare il tempo che impiegano i coibenti a manifestare e a perdere quell' azione. Spesso poi non si era affatto tenuto conto dei fenomeni di penetrazione della carica, che pur si presentavano in quasi tutte le esperienze.

Il Felici, con vera genialità sperimentale, risolvette queste quistioni ed altre affini. Con ammirevole costanza, dopo aver ripetute volte modificati i suoi apparecchi secondo che gli consigliava la propria esperienza, giunse nel 1871 ad annunziare che l' azione elettrica, sviluppata da un coibente sottoposto all' azione di un corpo elettrizzato:

1.° è un' azione che parte da tutti i punti della massa del coibente e non dalla sola superficie ;

2.° è indipendente dallo stato fisico di questa superficie ;

3.° è un' azione che si sviluppa rapidamente (in meno di $^1/_{1000}$ di secondo) e cessa rapidamente con l' azione esteriore inducente, come il ferro dolce suole rapidamente magnetizzarsi e smagnetizzarsi ;

4.° è proporzionale a quell' azione inducen
dalla natura del coibente.

È appunto da allora che la polarizzazione
suole quasi considerare come fatto sperimentale,
ipotesi.

Lascio di parlare degli altri lavori minori,
pubblicò in questo torno di tempo, sulla forma d
perfici di capillarità, e sulla rappresentazione
legge delle oscillazioni di un corpo elastico. Nel
diare la legge con cui una massa di ferro dolce
magnetismo, a partire dall' istante in cui viene
campo esterno magnetizzante, immaginò e costru
sico interruttore, capace di dare interruzioni a in
tamente misurabili, di $\frac{1}{20,000}$ di secondo. Con que
tore, lievemente modificato, studiò le correnti i
spirale, durante il tempo in cui il nucleo inte
dolce va rapidamente perdendo il magnetismo.
contrario di quanto pensavano alcuni fisici, l' in
corrente indotta nella massa del ferro sulla velo
gnetizzazione era piccola, minore anzi di quello
pensare.

Negli ultimi anni della sua vita, dal 1875 in
tro il Felici diede alla luce, se non tre pubblicazi
conto, due delle quali consistono in descrizioni
da lezione e la terza tratta del potenziale di un
movimento sotto l' influenza di un magnete ; con
con alacrità il suo insegnamento, e si dedicò con a
col Betti, alla direzione del *Nuovo Cimento*, ch
dei due illustri scienziati, riuscì ad acquistare
ad onta delle difficoltà che si opponevano al su

È questa l' opera scientifica del Felici. Ciò c
salta sopratutto è la chiarezza delle vedute, la p

l' esperienza, e il riserbo nella conclusione. La critica finissima ch' egli sapeva applicare alle opere altrui, egli rivolgeva anzitutto alle proprie, prima di pubblicarle, onde veniva ad esse quella apparenza di perfezione. Abile matematico, di questo mezzo, altrettanto potente quanto talvol ta pericoloso, non si valse se non quando le sue formule potevano poggiare sui risultati dell' esperienza. Di ciò diede un classico esempio nel lavoro sull' induzione elettrodinamica.

A queste grandi qualità di scienziato il Felici univa una modestia senza pari, direi quasi morbosa; tanto che non si poteva parlare a Lui delle sue scoperte, senza recargli visibilmente molestia, nè ad alcuno è riuscito mai avere da lui la collezione completa delle sue pubblicazioni. Con tutto ciò i suoi colleghi lo nominarono due volte rettore dell' Università di Pisa, prima nel 1870 e poi nel 1882, e parecchie Accademie italiane ed estere si onorarono di annoverarlo fra i loro Soci.

Chi conobbe il Felici da vicino, non solo lo ammirò pel suo valore altissimo, ma lo amò per le sue virtù domestiche. Egli erasi formata una famiglia, conducendo in moglie nel 1854 Elisa Frullini, che fu compagna dolce ed affettuosa della sua vita. N' ebbe una sola figliola, Isabella, e ad essa rivolse tutte le amorose attenzioni paterne, occupando così il tempo che sopravanzava ai suoi studi nella cura della famiglia, la cui pace non venne mai turbata, in 50 anni, da una nube di discordia o di dissapore. Con gli amici e conoscenti il Felici era cortese e affettuoso; nella conversazione sempre giocondo e pieno di facezie argute e gustosissime. Alto di statura, di faccia aperta, d'aspetto franco e deciso, con uno sguardo investigatore, caratteristico, egli destava subito simpatia in chi lo vedeva o l' avvicinava; e in Pisa non v' ha persona che non lo ricordi ancora, con un elogio grande nella sua semplicità « Che bel vecchio ch' egli era! ».

Tre grandi amori egli ebbe: la sua Elisa, la sua Isabella, il suo Istituto. L' Elisa lo precedette nella tomba quattro anni or sono, e fu quello l' ultimo colpo alla sua già mal ferma salute. Il primo, quello che segnò il principio della sua decadenza fisica, lo aveva provato dieci anni fa, quando, per ri-

tirarsi a vita più tranquilla, abbandonò la sua scuola. L
ancora varcare la porta della palazzetta di Piazza S. S
curvo, come sotto il peso di una grande sventura, e s
carrozza nascondendo la faccia per non mostrare la c
zione.

Povero e grande vecchio! tu non sei più. Ma fra l
di quell' Istituto, che fu testimone della tua vita opero
glierà sempre la tua memoria: e nei momenti di sfiduc
sconforto essa ci sarà sprone a procedere nella via f
dell' attività e del lavoro.

Elenco dei lavori di RICCARDO FELICI.

1844. Alcune osservazioni intorno alle nuove ricerche del Sig. Dutroc forza epipolica. *Cimento.*
1846. Nota sulla termo-elettricità del mercurio. *Ibid.*
1847. Sul circuito galvanico. *Ibid.*
1850. Sulla propagazione della corrente elettrica nell' interno di u *Annali di Tortolini.*
1851. Memoria sulle polarità galvaniche secondarie e sull' influenza d nella propagazione della corrente elettrica nei liquidi. *Annali d versità Toscane.*
   » Saggio di una spiegazione dei fenomeni d' induzione elettro- *Ibid.*
1852. Mémoire sur l' induction électro-dinamique. *Annales de chimie sique.*
1853. Note sur les phén. d'induction. *Ibid.*
   » Saggio di un' applicazione del Calcolo alle correnti indotte dal smo in movimento. *Annali di Tortolini.*
   » Sopra i fenomeni d' induzione della bottiglia di Leyda. *Ibid.*
1854. Sulla teoria matematica delle correnti indotte in un corpo di f lunque. *Ibid.*
   » Sulla propagazione della corrente in una sfera. *Ibid.*
   » Sulla teoria matematica della induzione elettrodinamica. *Ann Toscane.*
   » Terza memoria sull' induzione. *Ibid.*

1855. Ricerche sulle leggi generali della induzione elettrodinamica. *Nuovo Cimento.*

» Sur les courants induits par la rotation d'un conducteur autour d'un aimant. *Annales de Chimie et Physique.*

» Esperienze sopra un caso di correnti indotte, nel quale sarebbero nulle le forze elettro-dinamiche esercitate dal conduttore inducente sopra l'indotto qualora fosse percorso da una corrente. *Nuovo Cimento.*

1856. Sulla legge di Lenz, e sopra alcune recenti esperienze del prof. Matteucci sull'induzione elettrodinamica. *Ibid.*

» Sulle leggi delle scariche indotte dalla bottiglia di Leyda. *Ibid.*

» Osservazioni sopra l'interpretazione di alcune esperienze moderne di elettrostatica. *Ibid.*

1857. Memoire sur la loi de Lenz. *Annales de Chimie et physique.*

» Exp. sur un cas d'induction aù serait nulle l'action électro-dyn. exercée par l'aimant inducteur, si le circuit était traversé par un courant. *Ibid.*

1859. Sur la cause des courants que l'on obtient dans un circuit dont les bouts immobiles s'appuient sur un conducteur tournant autour de l'axe d'un aimant cylindrique. *Ibid.*

» Sulla spiegazione del diamagnetismo, partendo dalla teoria dell'induzione elettro-dinamica. *Nuovo Cimento.*

» Esperienza sopra un caso singolare della induzione elettro-dinamica. *Ibid.*

» Nota sopra una osservazione del Sig. A. De la Rive ad una delle esperienze fondamentali della teoria dell'indubzione elettro-dinamica. *Ibid.*

» Esperienze che dimostrano che quando un corpo ruota sotto la influenza di una calamita, la forza che, in virtù delle correnti indotte, si sviluppa tra la calamita e il corpo indotto, è repulsiva ed attrattiva a seconda della direzione del moto rotatorio, ma che la intensità della forza ripulsiva, nel primo caso, è maggiore della attrattiva che ha luogo nel secondo. *Ibid.*

1862. Esperienze sulla velocità della elettricità e sulla durata della scintilla. *Ibid.*

1862-63. Expériences sur la vitesse de l'électricité et sur la durée de l'étincelle. *Annales de Chimie et physique.*

1863. Nuove esperienze sopra la velocità della elettricità e sulla durata della scintilla. *Nuovo Cimento.*

1863-64. Cenni di alcune esperienze di elettricità. *Ibid.*

» Cenni di alcune esperienze di elettricità. *Ibid.*

1865-66. Cenni di alcune esperienze di elettricità. *Ibid.*

1866. Nuova esperienza sopra la velocità della elettricità e sulla durata della scintilla. *Annali Univ. Tosc.*

1866. Sopra alcune esperienze di elettricità. *Nuovo Cimento.*

1867. Esperienze, per determinare la legge di oscillazione di un corpo elastico. *Annali Univ. Toscane.*

1871-72. Sulle azioni elettriche dei corpi non conduttori soggetti all'influenza di un corpo elettrizzato. *Nuovo Cimento.*

1873. Esperienze sul tempo impiegato da un coibente per ritornare a
naturale. *Ibid.*

» Esperienze sulla forza elettro-motrice indotta da un solenoide
Ibid.

1874. Sopra un nuovo interruttore e sul suo uso in alcune esperienze
zione. *Ibid.*

» Modificazioni all'interruttore galvanico. *Ibid.*

1875. Exposé de quelques exp. qui interessent la théorie de l'inductio
nal de Physique.

» Un' altra esperienza sulla ruotazione del conduttore radiale.
Cimento.

1876. Sull'azione esercitata da un dielettrico in moto sopra un corpo
zato. *Ibid.*

» Notizie sulla vita e sugli scritti di Carlo Matteucci. *Memorie*
cietà dei XL.

1882. Sopra un' esperienza di Ampère. *Nuovo Cimento* e *Journal de P*
1883.

1884. Appunti per lezioni di fisica sperimentale. Pisa, Pieraccini.

» Un' esperienza da lezione. *Nuovo Cimento.*

1888. Sul potenziale di un conduttore in movimento sotto la influenz
magnete. *Nuovo Cimento.*

MAGNETIZZAZIONE DEI LIQUIDI COL CAMBIARE DELLA TEMPERATURA.

Memoria del Dott. G. PIAGGESI [1]).

Le ricerche fatte sulle proprietà magneto-chimiche della materia mostrano che tale studio è ancora al suo inizio; i lavori esistenti presentano infatti, anche dal punto di vista descrittivo, delle divergenze continue che non lasciano arrivare ad alcuna conclusione sicura [2]). È necessario quindi fare ulteriori investigazioni con metodi possibilmente più esatti di quelli già usati, a fine di appianare le diversità dei risultati e procedere alla ricerca di nuove relazioni.

Così, secondo Du Bois, Eaton, Ettinsghausen, Wiedemann, Jäger, St. Mayer, Townsend, la suscettibilità magnetica dei liquidi, dei sali disciolti e dei gas, sarebbe costante col variare della intensità del campo; o pure le variazioni sarebbero così piccole da differire insensibilmente dagli errori di osservazione e da sfuggire quindi allo sperimentatore.

Zilow e Quincke giungerebbero invece a conclusioni contrarie: la suscettibilità verrebbe a cambiare per liquidi diversi e in special modo per le soluzioni di cloruro ferrico.

Ma oltre a queste, esistono ben altre divergenze più importanti: infatti non si è riusciti ancora a determinare con precisione la suscettibilità dell'acqua, che forma la base di tutte le determinazioni magneto-chimiche assolute; sarebbe dunque importante di conoscerne con esattezza il valore, come bisognerebbe conoscere quello relativo ad alcuni altri solventi (alcool, etere, solfuro di carbonio, ecc.). Inoltre G. Quincke, Curie, Townsend, non riscontrarono nessuna variazione nel diamagne-

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica dell'Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Per la bibliografia vedere l'articolo del Du Bois: Rapports Congrès Int. de Phys. Vol. 2., p. 488; Paris 1900.

tismo dell' acqua al variare della temperatura,
variazione fu osservata da Du Bois, Jäger e Ma

Ma neppure questi ultimi concordano poi nel
suscettibilità k e nel coefficiente di temperatu
trova infatti:

$$k = -0{,}837\,[1 - 0{,}0025\,(t - 15^\circ)].\,10^{-}$$

mentre Jäger e Mayer trovano:

$$k = -0{,}689\,(1 - 0{,}0016\,t)\,10^{-6}:$$

formole che danno per ciascuna temperatura val

Per le soluzioni dei sali magnetici è ammess
mente che la suscettibilità cambi con la tempera
proposito Curie, da uno studio fatto su alcuni
magnetici quali l' ossigeno, il palladio, l'aria e un
di solfato di ferro nell' acqua, e appoggiandosi inc
tati di Wiedemann e Plessner, stabilì che, come
geno, la suscettibilità delle soluzioni dei sali p
dovesse variare in ragione inversa della temperatu
cioè si dovesse avere:

$$k\,.\,\theta = \mathrm{C}.$$

dove C è una costante dipendente dalla natura c
sostanza.

Questa legge del Curie costituisce il passo pi
in quest' ordine di studi; ma il numero di corpi d
tati è forse troppo esiguo e, d' altra parte, i risu
demann e Plessner, sono ottenuti con metodi tu
perfetti. Essi infatti usarono un campo unipolare
determinarsi con poca esattezza e non si difesero
dalle perturbazioni dovute alle correnti d' aria, co
nello stesso Wiedemann e come notarono Jäger
inoltre Jäger e Mayer, a proposito dei valori dei
di temperatura da essi ottenuti per le soluzioni d
magnetici, osservano che questi variano da —
— 0,00322 e che queste variazioni sono dovute al
delle loro determinazioni.

Quindi può nascere dubbio sulla validità di
e una ricerca in questo indirizzo si presenta perci
ticolarmente importante.

Io mi vi sono accinto, e all' uopo ho adottato una disposizione sperimentale che permette una maggiore sensibilità ed una maggiore esattezza di quelle usate prima d' ora.

Metodo di misura.

Fra i vari metodi quello di Quincke appare come il più comodo e preciso. Infatti, così quelli di Wiedemann e di Becquerel, come quello della bilancia d' induzione, hanno già patito gravi critiche sia riguardo all' uso di campi unipolari, sia riguardo al metodo di misura in sè, o sia perchè mal si adatterebbero allo studio della variazione della suscettibilità col cambiare della temperatura.

È certo che anche il metodo di Quincke, senza speciali precauzioni, può condurre a gravi errori, e tanto più se si vogliono forti innalzamenti del menisco; perchè questo allora può andare ad occupare regioni del campo di diversa intensità, senza contare che in tal caso si richiedono canne capillari onde permettere un forte avvicinamento delle espansioni polari dell'elettrocalamita, e che quindi viene impedito un facile scorrimento del liquido e un'esatta determinazione della temperatura. Perciò Jäger e Mayer cercarono di migliorare il metodo per eliminare cotali inconvenienti, convertendo le letture di un dislivello in quelle di una pressione. Se non che nel loro apparecchio, come ho potuto constatare quando adoperavo la loro disposizione in uno studio prelimiaare, sono introdotti altri errori forse più gravi dei sopra ricordati da loro stessi riconosciuti in parte e derivanti principalmente dalle variazioni inevitabili di temperatura e pressione dell' ambiente.

Così fui costretto a pensare ad un nuovo apparecchio, il quale fortunatamente risponde assai bene ai bisogni del mio studio.

In esso, anzichè leggere direttamente il dislivello in un tubo ad U, si misura il volume della colonna di liquido corrispondente al dislivello stesso.

M N (fig. 1) è il tubo ad U destinato a contenere il liquido da studiare; di esso il ramo N è posto fra i poli di

una potente elettrocalamita in modo che il menisco
quido occupi il centro del campo magnetico. Di co
ramo M, che giace fuori del campo, è posto un mic
munito di micrometro col quale viene determinata esa
la posizione del menisco in questo ramo. Al tubo ad
è saldata la canna A B R che si ripiega in B ad ango
essendo l'innesto fatto in modo che il ramo A B gia
piano del tubo ad U, e che B R sia normale a questo

La canna capillare R C D, piegata in C d' un an
circa 120°, per render più comodo l'apparecchio, è riu
canna A B R mediante il rubinetto a tre vie R, in
che il ramo R C sia parallelo ad A B e che il pian
R C D sia parallelo a quello del tubo ad U.

La canna A B R porta intercalato nel ramo A B
netto a tre vie R_1. Infine il tubo ad U ha nel fondo del
il rubinetto R_2, che serve solo per lo scarico del tu

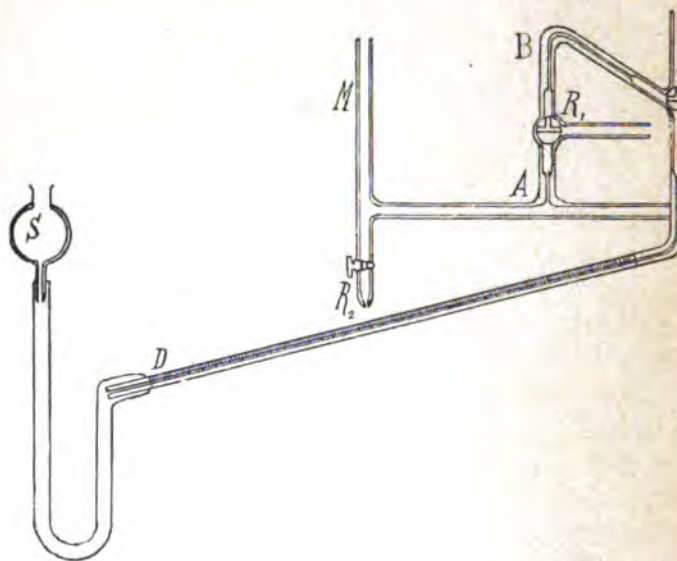



Fig. 1.

canna capillare C D è riunita mediante un tubo di caou
alla sferetta S, destinata a contenere del mercurio.

L' apparecchio è montato sopra un apposito sostegno munito di viti calanti in modo che il tubo ad U possa disporsi in un piano verticale; e il tutto viene collocato sopra un tavolo, ove trovasi l'elettrocalamita.

Con quest'apparecchio si possono studiare sia i liquidi che non attaccano, sia quelli che attaccano il mercurio.

Nel primo caso il riempimento dell'apparecchio si fa molto facilmente: alzando la sferetta S si spinge il mercurio nella canna capillare D C R fino al rubinetto R; indi, per mezzo dei rubinetti R_1 e R si fa comunicare simultaneamente il tubo ad U col ramo A B R e questo con l' esterno, e da uno qualunque dei rami di detto tubo vi si versa il liquido da studiare, che poi si fa salire per il ramo A B R fino al di sopra del rubinetto R: producendo, se occorre, un' aspirazione all' estremità del ramo R C.

Ciò fatto, si abbassa il serbatoio S e si pone in comunicazione mediante il rubinetto R, soltanto la canna R C con la B R: in tal modo il liquido entra nella canna R C. Con una pipetta poi si può aggiungere o togliere del liquido da un ramo qualunque del tubo ad U, fino a portare il menisco a una posizione voluta: così l'apparecchio è pronto per le misure.

Nel caso in cui il liquido da studiare attacchi il mercurio, è necessario interporre fra questi due un terzo liquido che non reagisca nè si mescoli con nessuno dei due, e che inoltre sia più leggero di essi.

A ciò serve l'olio di vasellina.

In questo caso si riempie di mercurio la canna capillare DCR fino al rubinetto R; indi si versa dell'acqua distillata nell'estremità del ramo C R, che sovrasta il rubinetto, e così, aprendo questo e abbassando il serbatoio S, si permette che una certa quantità d'acqua passi nella canna DC R: e ciò per evitare che l' olio di vasellina penetri nella canna C D. Dipoi, mediante i rubinetti R e R_1, si fa comunicare soltanto con l' esterno il tratto R B R_1; allora facendo pescare, per mezzo di un tubo di gomma, il piccolo ramo del rubinetto R_1 in un bicchierino contenente olio di vasellina, si aspira dall'estremo sovrastante il rubinetto R e si riempie d' olio il tratto R B R_1 fino al disopra di R stesso.

Si girano poi i rubinetti R ed R_1 in modo da fa
nicare soltanto R B R_1 con R C e il tubo ad U con l'
Ciò fatto, si versa in questo il liquido da studiare fi
non sgorghi dal rubinetto R_1; e infine sempre col rubi
si mette in comunicazione R B R_1 col tubo ad U, aggi
o togliendo in seguito altro liquido tanto da portare
sco alla posizione voluta.

L' apparecchio allora è pronto per le esperienze.

Messo a posto l'apparecchio, ogni volta che si g
campo magnetico si produce nel tubo ad U un dislivi
liquido. Secondochè il liquido in esame è magnetico
gnetico, si osserva un abbassamento od un innalzame
menisco nel ramo M; questo menisco viene ricondo
posizione primitiva alzando od abbassando il serbato
modo da aggiungere o togliere al tubo ad U un certo
di liquido.

Ciò vien raggiunto con precisione osservando co
scopio il menisco, che viene fortemente illuminato
lampadina posta al di là del ramo M ad una dist
circa un metro.

Si legge allora sulla canna DC il volume del
spostato. Un egual volume di liquido è entrato od è u
tubo ad U: ad esso è dovuto il dislivello tra il men
ramo M e quello del ramo N; e per il fatto che nel
il menisco è ritornato alla posizione primitiva, questo
si può considerare come aggiunto o tolto al ramo N.

Detta s la sezione di questo ramo, h il disliv
lunghezza della colonna di mercurio aggiunta o to
canna capillare e σ la sezione di questa, si ha:

$$h s = l \sigma ;$$

e quindi per la formula del Quincke, la suscettibilità
tica del liquido risulta uguale a:

$$k = \frac{2 g d h}{H^2} = \frac{2 \sigma g}{s} \cdot \frac{l d}{H^2},$$

dove H è l'intensità del campo, d la densità del liquido e g l'accelerazione di gravità.

La sezione s del ramo N, relativa alla regione occupata dal menisco, eseguita la calibrazione, risultava di cm² 0,84133.

La canna capillare C D era stata divisa in millimetri per una lunghezza di m. 1,20, e poi calibrata; coi resultati della calibrazione fu descritta una curva che mi permetteva di conoscere esattamente il volume del liquido compreso fra due date divisioni della canna.

La sezione media di questa risultava di cm² 0,0014634, cosicchè fra σ ed s si aveva un rapporto di $^1/_{575}$; e poichè nella canna capillare si facevano le letture dello spostamento a meno di 1 mm., così il dislivello si poteva valutare fino a $^1/_{575}$ di mm.

Apparecchio di riscaldamento.

Per il riscaldamento si utilizzava il calore svolto dal passaggio di una corrente in una spiralina, che avvolgeva il ramo N in tutta la regione immersa nel campo magnetico.

Per questo si ricopriva il ramo N, per il tratto di vari centimetri al di sopra e al di sotto della posizione occupata dal menisco, con un foglio di amianto sul quale si avvolgeva la spiralina.

Allo scopo di evitare possibili perturbazioni del campo magnetico per il passaggio della corrente nella detta spirale, questa era avvolta in doppio come si usa nei campioni di resistenza.

Al disopra della spiralina si avvolgeva un secondo foglio di amianto e il tutto era circondato dal petrolio contenuto in un recipiente di vetro V (fig. 2), di forma schiacciata, in maniera da non impedire un sufficente avvicinamento delle espansioni polari dell' elettrocalamita.

Nel circuito della spiralina veniva inserito un reostato a fine di poter regolare opportunamente il riscaldamento.

Per la determinazione della temperatura del liquido su cui sperimentavo, poichè non potevo durante le misure della suscettibilità magnetica tenere immerso in esso un termometro, dovetti ricorrere a verifiche preliminari e ad un metodo indi-

retto. A tale scopo, pur immergendo un termometro
quido in istudio e un altro nel petrolio, cominciai
col determinare la relazione
sava durante il riscaldamen
temperatura del primo liqui
del secondo. Potei così con
quando s' incominciava e s
va a far passare attraverso
lina una corrente d' intensi
quantunque le temperatu
da ambedue i termometri a
datamente crescendo, pur e
fra queste si manteneva
quasi dal principio del r
questa differenza, quand
tura ambiente non variav
te, dipendeva soltanto
di corrente adoperata.

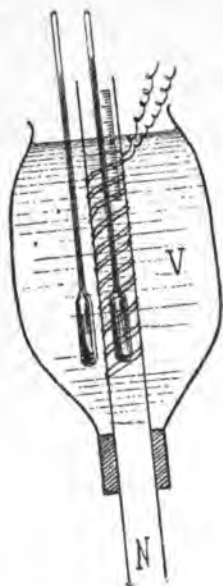



Fig. 2.

Ciò apparisce chiaro
tabella nella quale è rip
di tre serie successive
zioni relative a tre
d' intensità della corrente. T_1 e T_2 indicano
le temperature del liquido in istudio e quell

Intensità in Ampère	T_1	T_2	$T_1 - T_2$
1,5	18°,3	18°,3	0°
»	25, 5	18, 7	6, 8
»	32, 4	25, 4	7
»	37, 8	30, 7	7,
1,8	60°,1	49°,5	10°
»	62, 0	51, 5	10,
»	63, 8	53, 3	10
2,8	92°,5	75°,0	17
»	94, 7	77, 3	1
»	96, 8	79, 5	1

Verificato ciò, la determinazione della temperatura del liquido in istudio durante le misure di suscettibilità magnetica si rendeva assai facile. Bastava infatti che per tutta la durata delle singole serie di misure — che si eseguivano a temperature sempre crescenti — si facesse passare attraverso alla spiralina una corrente d'intensità costante. Servendosi allora dei due termometri, e un po' prima che la temperatura del liquido su cui si sperimentava avesse raggiunto il grado richiesto per la prima misura di suscettibilità, si determinava la differenza costante di temperatura che durante il riscaldamento si stabiliva fra questo liquido e il petrolio; dopo di che, lasciando il solo termometro immerso nel petrolio, si passava alle misure di suscettibilità per le quali si assumeva come temperatura del liquido quella letta nello stesso istante in questo termometro, aumentata della differenza di temperatura determinata precedentemente.

Campo magnetico e sua misura.

L'elettrocalamita che mi serviva nelle esperienze è del tipo Weiss [1]) e fu costruita nell'officina dell'Istituto di Fisica di questa Università.

Essa è fornita di diverse coppie di espansioni polari con una delle quali si può raggiungere una intensità di campo di 40,000 unità C. G. S.

La misura dell' intensità del campo fu fatta usando il metodo di Verdet. Il galvanometro balistico che mi serviva era un Thomson e, per poter evitare l' influenza della elettrocalamita, fu disposto lontanissimo da essa. Il rocchettino esploratore del campo era portato da un piccolo apparecchio che gli permetteva di ruotare esattamente di 180° in un tempo molto breve. Per poter ottenere l'intensità del campo in funzione della corrente, smagnetizzavo l' elettrocalamita seguendo il metodo delle inversioni successive con correnti decrescenti, facevo variare durante le esperienze, la corrente magnetizzante da

(1) Ecl. Elect. vol. 15, (2), p. 481.

— 12 a + 12 e da + 12 a — 12 ampère e f
sure nel periodo crescente da 0 a 12.

Le determinazioni furon eseguite per ogni t
sioni polari e per distanze diverse tra esse.

L' intensità della corrente poi era misurata
perometro Weston, graduato in decimi di ampèr

Coi resultati ottenuti furon descritte delle c
davano subito l' intensità del campo, in funzio
distanza e della intensità della corrente.

Misure sui liquidi.

I liquidi sui quali ho sperimentato sono: l'
luzioni nell' acqua, variamente concentrate, di
di manganese, di cobalto e di nichelio.

Do brevemente i resultati.

Acqua.

Per l' importanza che presentava lo studio d
mento diamagnetico dell' acqua ho posto ogni cu
rificazione del liquido, sottoponendolo a replicate d

Le esperienze vennero eseguite per quattro
l' intensità del campo magnetico, fra 3600 e
C. G. S.

Per l' intensità di 7460 e 8470 unità C. G. S.
zioni furono eseguite per quattro temperature com
e 86° C. A ciascuna temperatura furono fatte al
sure e dei valori ottenuti fu presa la media ch
nelle tabelle seguenti. Durante le esperienze si e
ciale di mantenere costante l' intensità del cam

Nelle tabelle seguenti T indica la temperatur
l la lunghezza in centimetri della colonna di m
pensante, lunghezza corrispondente alla sezione
canna capillare, e k il valore della suscettibil
con la formula :

$$k = \frac{2\, g\, d\, \sigma\, l}{H^2 \cdot s}$$

e ridotto al vuoto, togliendo in base al principio di E. Becquerel, ai valori assoluti nell' aria il 4 °/₀, come risulta dalle esperienze di Curie. I valori di δ corrispondono ai coefficienti di temperatura calcolati con la formula:

$$k_{t_1} = k_t \left[1 + \delta\,(t_1 - t)\right] \qquad (3)$$

per gl' intervalli di temperatura compresi fra le temperature successive alle quali si sperimentava.

TABELLA I.

$H_{C.G.S.} = 7460$

T	l	$k \cdot 10^6$	δ
23°,3	13,23	—0,7776	
			—0,00189
43,7	12,82	—0,7461	
			—0,00195
61,2	12,33	—0,7207	
			—0,00172
85,2	11,79	—0,6909	

TABELLA II.

$H_{C.G.S.} = 8470$

T	l	$k \cdot 10^6$	δ
23°,7	16,82	—0,7674	
			—0,00190
42,3	16,34	—0,7401	
			—0,00178
62,7	15,88	—0,7133	
			—0,00186
85,4	15,36	—0,6828	

Per l' intensità del campo di 4600 e 3600 unità C. G. S., l'esperienze furono eseguite solo alla temperatura ambiente, per il fatto che le variazioni di l con la temperatura erano cosi piccole da non permettere misure esatte per i coefficienti di temperatura.

Nella tabella seguente l è il valor medio di dieci determinaziani eseguite per ciascuna intensità di campo.

TABELLA III.

Hc.g.s.	T	l	$k.10^6$
3600	23,2	3,05	—0,7691
4600	22,8	4,99	—0,7725

I valori di δ segnati nelle prime due tabelle si p
ritenere entro i limiti degli errori sperimentali, uguali f
e ciò conferma il fatto già trovato da Du Bois e da Jäger
yer e che la dipendenza tra la suscettibilità magnetica del
e la temperatura si può rappresentare con una relazione l

Però i miei risultati assegnano alle costanti che e
in questa relazione valori notevolmente diversi da que
vati dai detti fisici. Infatti le mie esperienze indicar
per temperature comprese fra 23° e 86° C. la suscet
magnetica dell' acqua è data da:

$$k = -0,804\,(1 - 0,00175\,.\,t)\,10^{-6}$$

mentre la formola di Du Bois, ridotta alla stessa form
mia, è:

$$k = -0,868\,(1 - 0,024\,.\,t)\,10^{-6}$$

e quella di Jäger e Mayer:

$$k = -0,689\,(1 - 0,0016\,.\,t)\,10^{-6}.$$

La discordanza maggiore tra i miei risultati e qu
Du Bois stà nel coefficiente di temperatura, elemen
veramente il Du Bois non curò di determinare con es

Egli infatti non essendosi occupato di questa determi
che incidentalmente, non si servì che di tre sole dete
zioni, e inoltre, da quanto egli stesso riferisce, non
che egli abbia usato tutte le dovute cautele per la m

Quanto poi alle divergenze tra i miei risultati e
dei Signori Jäger e Mayer, è probabile che essa derivi
fetti inerenti al metodo di misura da essi seguito, co
osservato dicendo del metodo di misura.

Del resto la mia formula, oltre al rappresentare
miei risultati, rappresenta pure quelli che gli altri spe

tatori avevano trovato alla temperatura ordinaria. Infatti calcolando con essa il valore di k_{18^o}, si ottiene:

$$k_{18^o} = -0,7725 \,.\, 10^{-6}\,,$$

valore che, come si rileva dalla tabella seguente, è in sufficiente accordo con quelli ottenuti dagli altri sperimentatori.

Temperatura 18° C.	Valore di k ridotto al vuoto
G. Quincke	$k = -0,793\ 10^{-6}$
S. Henrichsen	» $-0,723$ »
P. Curie	» $-0,787$ »
J. Townsend	» $-0,731$ »
A. Fleming e Dewar	» $-0,740$ »
J. Koenigsberger.	» $-0,785$ »

Sali di ferro.

I sali di ferro da me adoperati erano chimicamente puri, come io stesso ho constatato, e di essi furono sperimentati il cloruro ferrico, il solfato ferroso e il nitrato ferrico.

Per ciascuno di questi sali furono studiate tre soluzioni acquose, a quattro temperature comprese fra 23° e 85° C. e per ciascuna di queste temperature e per determinate intensità del campo, furono eseguite almeno sei determinazioni per i valori di k.

Nelle tabelle IV, V....X sono le medie dei risultati delle osservazioni eseguite per ogni temperatura; in queste tabelle T indica la temperatura centigrada, θ la corrispondente temperatura assoluta, l la lunghezza della colonna compensante debitamente corretta.

I valori di k corrispondono ai valori della suscettibilità magnetica ridotta al vuoto. Tale riduzione fu ottenuta aggiungendo ai valori assoluti di k nell' aria l' espressione $\frac{0,0322}{d}$, dove $0,0322.10^{-6}$ è la suscettibilità dell'aria a 20° C, e d è la densità della soluzione.

I valori di δ indicano al solito i coefficenti di temperatura calcolati con la formula.

Nelle tabelle sono indicate, oltre l' intensità H del
la densità della soluzione alla temperatura ambiente. e
in grammi di sale anidro contenuto in 100 gr. di solu

Cloruro ferrico.

TABELLA IV.

44 % di sale

$H_{C.G.S.} = 2930$ $d = 1,43$

T	θ	l	$k.\ 10^6$	δ	θ.k
24,1	297,1	89,65	51,090		151
40,3	313,3	85,48	48,715	—0,00287	152
60,5	333,5	81,07	46,205	—0,00255	154
84,2	357,2	75,33	42,935	—0,00303	153

TABELLA V.

21,14 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4600$ $d = 1,17$

T	θ	l	$k.\ 10^6$	δ	θ.k
23,5	296,5	104,94	19,920		590
41,6	314,6	99,34	18,851	—0,00297	593
60,3	333,3	93,91	17,832	—0,00289	594
85,1	358,1	87,79	16,671	—0,00263	590

TABELLA VI.

12,86 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1,0$

T	θ	l	$k.\ 10^6$	δ	θ.k
24,3	297,3	56,90	12,671		37
39,8	312,8	54,39	12,113	—0,00284	37
60,2	333,2	51,13	11,389	—0,00293	37
83,7	356,7	48,05	10,706	—0,00255	38

Solfato ferroso.

TABELLA VII.

20,52 % di sale

$H_{C.G.S.} = 3600$ $d = 1,2188$

T	θ	l	$k.10^6$	ε	$\theta.k.10^6$
24,0	297,0	75,59	24,275		7209
40,5	313,5	71,86	23,077	—0,00299	7234
60,3	333,3	67,57	21,702	—0,00301	7249
85,5	358,5	62,90	20,203	—0,00274	7242

TABELLA VIII.

12,95 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1,1397$

T	θ	l	$k.10^6$	ε	$\theta.k.10^6$
24,4	296,4	54,04	12,525		3703
41,3	314,3	51,21	11,871	—0,00309	3731
60,5	333,5	48,34	11,207	—0,00291	3735
86,2	359,2	44,86	10,401	—0,00280	3736

TABELLA IX.

8,43 % di sale

$H_{C.G.S.} = 7460$ $d = 1,0840$

T	θ	l	$k.10^6$	ε	$\theta.k.10^6$
23,5	296,5	102,09	6,812		2019
41,3	314,3	97,06	6,478	—0,00275	2036
60,7	333,7	91,53	6,111	—0,00292	2039
83,3	356,3	86,40	5,770	—0,00247	2055

Nitrato ferrico.

TABELLA X.

42,819 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1$.

T	θ	l	$k \cdot 10^6$	δ	θ.
24,2	297,2	98,71	27,521	−0,00278	[illegible]
40,3	313,3	94,28	26,289	−0,00291	[illegible]
61,5	344,5	88,46	24,667	−0,00259	[illegible]
84,7	357,7	83,14	23,185		[illegible]

TABELLA XI.

19,512 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4600$ $d = 1$,

T	θ	l	$k \cdot 10^6$	δ	θ.
23,5	296,5	54,14	10,121	−0,00284	[illegible]
40,8	313,8	51,47	9,623	−0,00279	[illegible]
62,1	335,1	48,41	9,052	−0,00293	[illegible]
83,4	356,4	45.37	8,487		[illegible]

TABELLA XII.

7,325 % di sale

$H_{C.G.S.} = 7460$ $d = 1$,

T	θ	l	$k \cdot 10^6$	δ	θ.
23,7	296,7	49,77	3,247	−0,00298	9
41,2	314,2	47,13	3,077	−0,00301	9
60,5	336,5	44,36	2,898	−0,00263	9
85,4	358,4	41,42	2,703		9

Per le soluzioni dei tre sali di ferro da me studi
sultati ci dicono che la variazione di k con la temper

pressochè lineare. Infatti i coefficienti di temperatura δ, sono pressochè uguali. Essi sono inoltre dello stesso ordine di grandezza dei coefficienti di dilatazione dei gas.

Inoltre, i valori di $\theta . k . 10^6$ mostrano come, per le dette soluzioni, si verifica quanto Curie trovò per l'ossigeno e per una soluzione acquosa di solfato di ferro, che, cioè, il prodotto della suscettibilità magnetica per la temperatura è costante per ciascuna soluzione.

Le tabelle precedenti infine confermano che la suscettibilità di una soluzione cresce proporzionalmente al contenuto per cento di sale anidro.

Sali di manganese.

Anche i sali di manganese da me adoperati erano chimicamente puri. Per le esperienze fu scelto il cloruro, il solfato e il nitrato manganoso, e per ciascuno di questi sali furon fatte poi tre soluzioni nell'acqua. Le determinazioni di k furono eseguite, per condizioni di temperatura e per numero, allo stesso modo che per i sali di ferro.

Nelle tabelle XIII,...XXI sono segnati i resultati ottenuti dallo studio delle dette soluzioni; i simboli che compariscono hanno lo stesso significato di quelli delle tabelle dei sali di ferro.

Cloruro manganoso.

TABELLA XIII.

40 °/₀ di sale

$H_{C.G.S.} = 2100$ $d = 1,421$

T	θ	l	$k . 10^6$	δ	$\theta . k . 10^6$
23,5	296,5	65,68	72,212		21410
				—0,00265	
40,7	313,7	62,69	68,920		21620
				—0,00289	
61,3	331,3	58,95	64,817		21473
				—0,00291	
84,9	357,9	54,90	60,365		21604

TABELLA XIV.

19,1 % di sale

$H_{C.G.S.} = 3640$ $d = 1,178$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$θ.k.10^6$
25,1	298,1	80,37	29,354	—0,00297	8750
40,7	313,3	76,49	27,994	—0,00303	8770
60,3	333,3	71,92	26,331	—0,00251	8776
84,5	357,5	67,49	24,706		8832

TABELLA XV.

8,21 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1,071$

24,5	297,5	52,92	11,531	—0,00301	3430
41,3	314,3	50,24	10,948	—0,00245	3440
60,7	333,7	47,84	10,427	—0,00296	3479
83,4	356,4	44,61	9,724		3465

Solfato manganoso.

TABELLA XVI.

27,051 % di sale

$H_{C.G.S.} = 3200$ $d = 1,3031$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$θ.k.10^6$
23,7	296,6	87,30	37,916	—0,00307	11246
40,8	313,8	82,71	35,925	—0,00275	11273
61,5	334,5	78,00	33,880	—0,00322	11333
85,4	358,4	71,33	31,272		11207

TABELLA XVII.

16,911 % di sale

H$_{C.G.S.}$ = 4100 d = 1,1795

T	θ	l	$k \cdot 10^6$	δ	$\theta \cdot k \cdot 10^6$
24,7	297,7	91,17	21,847	—0,00268	6503
41,4	314,3	87,11	20,875	—0,00281	6560
62,2	333,2	82,48	19,776	—0,00301	6585
84,9	357,9	76,34	18,296		6548

TABELLA XVIII.

6,717 % di sale

H$_{C.G.S.}$ = 4600 d = 1,0601

T	θ	l	$k \cdot 10^6$	δ	$\theta \cdot k \cdot 10^6$
24,3	297,3	39,50	6,780	—0,00285	2015
42,7	315,7	37,39	6,420	—0,00301	2026
61,4	334,4	35,27	6,058	—0,00255	2025
85,2	358,2	33,13	5,691		2038

Nitrato manganoso.

TABELLA XIX.

30,513 % di sale

H$_{C.G.S.}$ = 3600 d = 1,2910

T	θ	l	$k \cdot 10^6$	δ	$\theta \cdot k \cdot 10^6$
24,3	297,3	104,60	35,571	—0,00273	10571
40,5	313,5	99,99	33,998	—0,00298	10658
61,4	334,4	93,76	31,880	—0,00257	10661
83,7	356,7	88,38	30,053		10719

TABELLA XX.

13,371 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1,1090$

T	θ	l	$k \cdot 10^6$	δ	$\theta \cdot k \cdot 10^6$
24,5	297,5	57,98	13,075		3889
41,7	314,7	55,39	12,492	—0,00259	3931
61,8	334,0	52,03	11,737	—0,00301	3920
83,9	356,9	48,91	11,034	—0,00271	3938

TABELLA XXI.

8,212 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4600$ $d = 1,0681$

T	θ	l	$k \cdot 10^6$	δ	$\theta \cdot k \cdot 10^6$
25,1	298,1	39,62	6,851		2042
41,1	314,1	37,90	6,555	—0,00270	2058
61,3	334,3	36,00	6,228	—0,00247	2076
85,1	358,1	33,54	5,805	—0,00285	2078

I valori di δ, k e $\theta \cdot k \cdot 10^6$ delle tabelle precedenti mostrano come le soluzioni dei sali di manganese da me studiate, abbiano un comportamento analogo a quello delle soluzioni dei sali di ferro.

Sali di cobalto e di nichelio.

Dei sali di questi due metalli fu studiato il solo cloruro, e per il resto fu fatto nella stessa maniera che per i sali degli altri metalli.

Anche questi sali erano purissimi.

Cloruro di cobalto.

TABELLA XXII.

24,751 °/₀ di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1,2916$

T	θ	l	$k . 10^6$	δ	$θ . k . 10^6$
24,1	297,1	104,01	27,281	—0,00287	8105
40,7	313,7	101,01	26,495	—0,00303	8311
61,3	334,3	96,70	24,841	—0,00258	8304
85,7	358,7	88,48	23,213		8325

TABELLA XXIII.

15,126 °/₀ di sale

$H_{C.G.S.} = 4600$ $d = 1,1497$

23,8	296,8	84,94	16,136	—0,00268	4789
41,2	314,2	80,97	15,383	—0,00277	4833
60,5	333,5	76,64	14,560	—0,90293	4855
84,9	357,9	71,14	13,519		4838

TABELLA XXIV.

9,982 °/₀ di sale

$H_{C.G.S.} = 4600$ $d = 1,0905$

24,5	297,5	37,92	8,421	—0,00237	2505
40,3	313,3	36,49	8,106	—0,00289	2539
61,2	334,2	34,10	7,575	—0,00261	2631
85,6	358,6	31,92	7,093		2543

Cloruro di nichelio.

TABELLA XXV.

23,422 % di sale

$H_{C.G.S.} = 3600$ $d = 1,2721$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$\theta.k.10^6$
23,5	296,5	40,30	13,521	−0,00307	4008
41,4	314,4	38,09	12,778	−0,00253	4019
60,8	333,8	36,22	12,152	−0,00268	4056
83,4	356,4	34,03	11,416		4068

TABELLA XXVI.

18,50 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1,1997$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$\theta.k.10^6$
24,2	296,2	36,58	8,932	−0,00291	2645
41,1	314,1	34,78	8,493	−0,00247	2667
61,3	334,3	33,04	8,069	−0,00255	2697
85,1	358,1	31,03	7,579		2714

TABELLA XXVII.

10,127 % di sale.

$H_{C.G.S.} = 7460$ $d = 1,0937$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$\theta.k.10^6$
23,8	296,8	48,26	3,271	−0,00275	970
41,2	314,2	46,04	3,115	−0,00258	990
60,7	333,7	43,70	2,958	−0,00297	987
85,7	358,7	40,43	2,739		982

Pure in queste tabelle i valori di δ, k e $\theta . k . 10^6$ mostrano che anche il cloruro di cobalto e quello di nichelio hanno un comportamento analogo a quello mostrato dai sali di ferro e di manganese.

Conclusioni.

Dalla osservazione delle tabelle relative all' acqua e alle soluzioni dei sali studiati si può concludere che:

1° Per l'acqua il diamagnetismo diminuisce col crescere della temperatura ed è funzione lineare di questa.

2° La suscettibilità magnetica dell' acqua per temperature comprese tra 23° e 86° C. segue la relazione:

$$k = -\,0{,}804\,(1 - 0{,}00175\,.\,t)\,.\,10^{-6}.$$

3° La suscettibilità magnetica di una soluzione decresce col crescere della temperatura.

4° I coefficenti di temperatura per le soluzioni studiate sono pressochè uguali fra loro e dello stesso ordine di grandezza del coefficente di dilatazione dei gas.

5° Il prodotto $\theta . k . 10^6$ della suscettibilità magnetica per la temperatura assoluta è uguale ad una costante, il cui valore dipende soltanto dalla natura e dalla concentrazione della soluzione, in accordo con la legge che Curie aveva trovato per l'ossigeno e per una soluzione acquosa di solfato di ferro.

6° Lo stesso prodotto $\theta . k . 10^6$ diminuisce con la concentrazione della soluzione.

INFLUENZA DEL CAMPO ELETTRICO SULL'ELASTICITÀ DEL VETRO.

Nota del Dott. G. ERCOLINI.

Lo studio delle modificazioni che il campo elettrico apporta alle proprietà dei dielettrici è interessante, come l'unico mezzo che permetta di precisare la natura di quello stato particolare che chiamiamo *polarizzazione dielettrica*. Però, mentre si conoscono numerose ricerche intorno al fenomeno Kerr, riguardo alle variazioni che col campo elettrico subisce l'elasticità degli isolanti si hanno, a mia conoscenza, solo alcune esperienze del Quincke [1]) su condensatori formati da tubi lunghi e sottili di vetro. Fissati ad una estremità in posizione verticale, vennero torti o facendo in modo che un ago magnetico ad essi inferiormente collegato riescisse deviato dal meridiano, o torcendo un filo d'acciaio fissato all'altra estremità: all'elettrizzazione delle armature si trovò che l'ago girava verso il meridiano, o il filo d'acciaio si detorceva.

Ma queste esperienze, mentre possono far credere che la diminuzione di torsione molto sensibile osservata fosse dovuta in gran parte all'aumento di lunghezza dei tubi per effetto della carica e al calore che in essi conseguentemente si sviluppa, d'altro canto mi pare possano essere state molto influenzate dalle deformazioni grandi e irregolari (torsioni, flessioni, ...) [2]) che il campo elettrico non bene uniforme produce in condensatori a vetro, poichè mi sembra assai difficile ottenere dei tubi lunghi 1 m. e del diametro da 0,1 a 0,9 mm., quali vennero sperimentati, con pareti di uguale grossezza in tutti i punti; condizione questa tanto necessaria per evitare i dannosi effetti dell'elettrostrizione irregolare in cilindri così esili e lunghi.

La diminuzione di torsione, approssimativamente proporzionale alla differenza di potenziale fra le armature, risultò più

1) Wiedemann. Die Lehre von der Elektricität. Band. 2., p. 152, 1894.
2) Nuovo Cimento Luglio 1901.

piccola per tubi a parete più sottile; ora il fatto che in questi, con ogni probabilità, minori in generale riusciranno le differenze di grossezza, può far pensare che in tubi a parete esattamente regolare tali alterazioni possano anche annullarsi.

Mi parve quindi utile riprendere lo studio dell' azione che il campo elettrostatico esercita sulle proprietà elastiche dei dielettrici, e in questa Nota riferisco le esperienze eseguite sul vetro [1]).

Per evitare gli accennati inconvenienti che in tali ricerche presenta lo studio della torsione, ho esaminato la flessione, trazione e compressione di condensatori cilindrici con armature aderenti; condizioni evidentemente più adatte per questo studio.

Allo scopo di separare gli effetti dovuti alle possibili variazioni di elasticità, da quelli della deformazione causata dal campo, ho creduto opportuno di esaminare l' azione di forze deformatrici sul dielettrico prima quando è allo stato naturale, poi quando si trova in un campo elettrico costante.

Questo è ottenuto mediante la differenza di potenziale che si stabilisce fra due punte tra cui si mantiene un efflusso elettrico continuo per mezzo di una macchina in rotazione uniforme.

La disposizione adottata in tutte le esperienze è la seguente: I due pettini di una Voss, di cui uno è a terra, sono collegati con le armature del condensatore in studio; in derivazione si trovano: uno spinterometro a finissime punte di ottone, un condensatore D costituito da otto grandi boccie di Leyda è l' elettrometro che ho descritto in una Nota precedente [2]).

Con questo ho regolato la distanza fra le punte in modo che la differenza di potenziale fra le armature fosse uguale a quella necessaria a produrre una scintilla di 0,2 cm. tra sfere di ottone ben terse del diametro di 2 cm. La temperatura media in tutto il corso delle esperienze è stata di circa 17° C.

1) Limitandomi alla elasticità di prima specie: dell' influenza su quella susseguente spero occuparmi presto.

2) Nuovo Cimento. Maggio 1902.

Flessione.

Ad una faccia verticale di un grosso e robusto parallelepipedo di legno, rigidamente fissato ad una solida mensola incastrata nel muro, sono raccomandati due coltelli di acciaio c, c' (fig. 1) i cui spigoli, orizzontali e paralleli, distano di 40 cm. e sui quali si adagia il cilindro da caricare di pesi nel

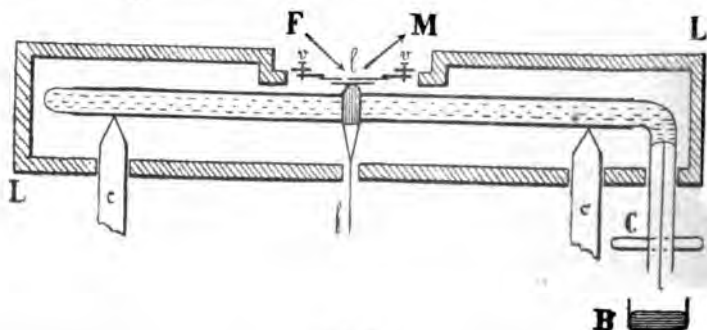



Fig. 1.

suo punto di mezzo. Per evitare ogni rotazione, verso un estremo esso è ripiegato ad angolo retto, e in basso viene ad appoggiarsi contro un cilindro orizzontale di acciaio C, lubrificato con olio.

L' armatura interna del condensatore è costituita da acqua di fonte, che riempie la canna per tutta la sua lunghezza, e nella quale pesca, fino in fondo, un sottilissimo filo di rame argentato che si prolunga al di fuori in uno un po' più grosso, il cui estremo pesca in una bacinella B bene isolata, contenente mercurio in comunicazione coll' armatura interna del condensatore D; l' esterna, sempre al suolo, è di stagnola (lunga 46 cm.) tesa con molta cura e bene aderente.

Una scatola di legno L smontabile racchiude, il più completamente possibile, tutto il condensatore.

La canna adoprata ha il diametro esterno di cm. 0,61 e la sua parete è grossa cm. 0,095: fu scelta in modo da avere grande uniformità di diametro e di grossezza.

Dopo essere stata qualche giorno sugli spigoli, essa mostrò sempre la stessa deformazione per pesi uguali che agissero

per lo stesso tempo, come ebbi ad accertarmene ripetutamente coi due metodi che ho usato nella determinazione della flessione, e che descrivo brevemente.

1° Nel mezzo fra c e c' il condensatore porta immasticiato un piccolo cavaliere di legno paraffinato a cui è fissata, al di sopra e in posizione orizzontale, una lastrina di vetro, che viene a trovarsi di faccia ad un' altra simile l portata da un anello metallico, spostabile mediante le tre viti v che impanano in un altro anello di ottone opportunamente e rigidamente fissato. Mediante le v si portano le due lastrine ben parallele e vicine, in modo da vedere, col microscopio M, le frangie che si producono alla luce di una fiamma f di alcool salato con bromuro di sodio. Appositi schermi impediscono l' irraggiamento tra fiamma, osservatore e apparecchio.

I movimenti delle frangie, uguali all' incirca in tutti i punti di riferimento segnati sulla lastrina inferiore, avvengono gradatamente, purchè il peso flettente non agisca tutto d' un tratto. A questo scopo ogni peso è attaccato a due fili: uno passa per la gola d' una carrucola, l' altro è il prolungamento di quello, f, che si avvolge sul condensatore e destinato alla trazione; rilasciando con lentezza il primo, il peso viene gradatamente, e senza scosse, ad agire sull' altro.

Col condensatore adoprato, un peso di 10 g. produce lo spostamento di una frangia. Il modo migliore per rendere minima l' influenza della elasticità susseguente, è di osservare lo spostamento prodotto da un dato peso a condensatore scarico, e ripetere poi l' esperienza alcuni minuti dopo il principio della carica, curando che ogni peso agisca per lo stesso tempo e si eseguisca il suo attacco con le stesse precauzioni.

In nessun caso, anche con pesi di 100 g., sono riuscito a scorgere una differenza apprezzabile e costante fra le due letture.

2° Questo risultato mi ha invogliato a trovare un metodo che, pur non dando direttamente e in misura assoluta gli spostamenti, permettesse però una maggiore sensibilità. Vi sono, credo, riuscito in questo modo: Ho sostituito al cavaliere di legno un anellino di filo di acciaio immasticiato al solito condensatore, e vi ho legato, superiormente, un estremo

di un filo semplice di bozzolo, fissandovelo bene con una gocciolina di mastice. L'altro estremo è fissato nello stesso modo al braccio più corto di una leva di primo genere, costituita da un filo di ottone (grosso circa 1 mm.), lungo circa 4 cm., su cui è infilata, a forte attrito, una striscia di legno verniciato, che, verso gli estremi e al di sotto, porta due punte finissime di ago, distanti fra loro di 3 cm., con le quali si appoggia su due piastrine di vetro spulito masticiate a due solidi sostegni. La lunghezza del filo di bozzolo è 2 mm., e tutto è disposto in modo che l'asse di rotazione del sistema coincida con la tangente orizzontale alla parte inferiore di uno specchio piano attaccato alla striscia di legno. Un cannocchiale con scala verticale fortemente illuminata, posto a circa 3 m. su una mensola incastrata nello stesso muro maestro ove si trova quella dell'apparecchio, permette di apprezzare flessioni piccolissime.

Nel mio caso il peso di 1 g. produce in media uno spostamento nell'imagine della scala di circa 4 divisioni piccole, e si può apprezzare almeno il terzo di divisione.

Alcuni giorni dopo la montatura completa questo sistema d'ingrandimento si è mostrato molto delicato ed esatto; le variazioni a cui va soggetto il filo sono lente e piccolissime, come quelle dovute al calore svolto per effetto della carica.

Neanche con questo metodo ho potuto riscontrare alcuna differenza costante fra le deviazioni a condensatore scarico e quelle a dielettrico polarizzato, applicandovi sino a 100 g., come si scorge, p. es., dalla serie di esperienze, eseguite il 10 Maggio, che qui riporto corrette dello spostamento dello zero e ordinate:

Condensatore scarico.

Col peso di 50 g. divisioni 201,5 — 200,5 — 202,0 — 202,3
» » » 100 g. » 402,0 — 399,3 — 401,5 — 400,6

Condensatore carico.

Col peso di 50 g. divisioni 202,8 — 200,0 — 201,3 — 203,6
» » » 100 g. » 401,5 — 398,7 — 402,9 — 398,5.

Caricando il condensatore privo di pesi ho avuto una piccola deviazione (circa 2 divisioni piccole), sempre all' incirca uguale, anche se la carica avviene quando agisce un peso qualunque: essa è probabilmente dovuta a qualche lieve deformazione del tubo causata dal campo. Ciò conferma il risultato precedente.

Compressione.

Ho introdotto il condensatore A (fig. 2) da assoggettare a compressione in un recipiente cilindrico di vetro B, ed ho operato la chiusura dell' intercapedine fra le due canne con un tappo di sughero S, attraverso il quale passa il tubo *t* comunicante coll' apparecchio di compressione e un filo *r* di rame che va fino al fondo di B: un grosso strato di mastice, colato sopra S, assicura una perfetta tenuta.

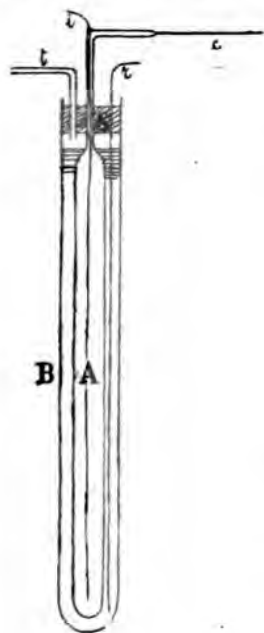



Fig. 2.

A è un cilindro lungo 69 cm., del diametro esterno di cm. 1,56 e dalle pareti grosse cm. 0,06; si prolunga in un tubo più stretto, che ripiegasi ad angolo retto e finisce in un capillare *e* orizzontale. È ripieno di acqua di fonte disaereata, nella quale pesca, fino al fondo, un filo isolato *i* che esce fuori alla piegatura: l' armatura esterna, sempre al suolo, è costituita da acqua contenuta in B. Tutto è racchiuso in un cilindro di zinco di 10 cm. di diametro, in comunicazione col suolo, che si trova in una cassa di legno di 35 × 35 × 95 cm. piena di trucioli di legno e contenuta alla sua volta in una più grande. Il tubo *t* è fissato stabilmente ad una parete, e comunica, mediante un tubo di gomma stretto e robusto, con un ramo dell' apparecchio Pizzarello. Le compressioni si esercitano elevando l' altro ramo e si leggono su di una scala

millimetrata, mentre le variazioni di volume di A si leggono al capillare con un microscopio munito di micrometro oculare.

La sensibilità è tale che la compressione di un mm. di mercurio produce uno spostamento nel menisco del capillare di una divisione del micrometro.

Ho eseguito tutte le esperienze solo in quelle ore in cui la temperatura della stanza varia pochissimo, e quando il menisco si mantiene affatto immobile.

A condensatore scarico, allorchè si annulla la pressione il menisco ritorna sempre esattamente alla posizione primitiva; invece quando il condensatore è soggetto al campo, a causa del calore che si svolge nel dielettrico, il liquido nel capillare si sposta continuamente. Per rimediare a tale inconveniente opero in questo modo: avanti di produrre la compressione noto lo spostamento del menisco dopo 15" e 30"; tempi richiesti, il primo a produrre la pressione e leggerla, il secondo a ritornare, dopo tutto, alle condizioni iniziali: riporto a zero il menisco e, cominciando a contare il tempo da questo momento, esercito la pressione e alla fine dei 15" faccio la lettura al microscopio; tolgo poi la pressione, e alla fine degli altri 15" leggo la posizione del menisco.

Ho così il modo di correggere e confrontare con sicurezza le letture, poichè esperienze preliminari mi hanno dimostrato che, quando agisce il campo, l'andamento del menisco per effetto della carica elettrica non si altera sensibilmente deformando il cilindro.

Le variazioni termiche causate dai cambiamenti di forma del recipiente sono molto piccole e in ogni caso sempre uguali, giacchè fra un' esperienza e l' altra trascorre almeno un quarto d' ora.

Anche producendo spostamenti di 98 divisioni del micrometro, non ho trovato nessuna differenza apprezzabile e costante tra le deformazioni a condensatore carico e quelle a coibente allo stato naturale. Trascrivo, per dare un esempio, una delle diverse esperienze eseguite:

Condensatore scarico.

Spostamento del menisco per la pressione
di 98 mm. . . . . divisioni 98,5

Condensatore carico.

Spostamento del menisco in 15"	divisioni	1,2
Id.	in 30"	»	2,3
Id. per la pressione di 98 mm.		»	100,0
Spostamento finale dello zero		»	2,5

Trazione.

È stata studiata in due modi diversi, nel primo dei quali ha servito la stessa disposizione precedente, in cui però il ramo aperto della pompa-manometro viene abbassato per produrre pressioni minori dell' atmosferica.

La sensibilità, il procedimento delle esperienze, come pure i risultati sono in tutto simili a quelli avuti nella compressione. Cionostante ho voluto usare anche quest' altra disposizione: Il condensatore è costituito da un tubo A (fig. 3) lungo 65,5 cm. del diametro esterno di cm. 0,68 e dello spessore uniforme di cm. 0,051 che termina inferiormente in un tubo più stretto, piegato ad angolo retto, al quale, per l' isolamento dell' armatura interna, è immasticiato un tubo di ebanite e e a questo un altro di vetro, fissato solidamente al muro e comunicante col solito apparecchio di compressione. È ricoperto all'esterno di stagnola, è riempito di acqua disaereata nella quale pesca un filo di rame ed è contenuto in un tubo di vetro B concentrico ad esso collegato mediante un tappo di sughero S immasticiato.

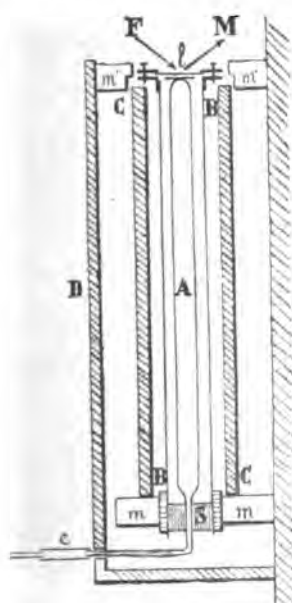



Fig. 3.

Alla parte superiore B regge gli anelli di sostegno di una lastrina di vetro l che, secondo il solito metodo del Fizeau, si

porta in faccia ad un' altra attaccata con mastice alla callotta terminale di A; mentre dalla parte inferiore si trova ben fissato con tappo e mastice nel foro di una solida mensola *m*. Una cassa di legno *b*, ricoperta di stagnola al suolo e poggiante su *m*, racchiude A e B: tutto poi è contenuto in un'altra esterna D sostenuta da una mensola *m'*, attraverso un foro della quale passa l' apparecchio delle frange.

La sensibilità è tale che una differenza di livello di 10 cm. di mercurio nei rami del manometro produce lo spostamento di una frangia.

Anche in questo caso ho trovato che il condensatore tanto carico che scarico si comporta nello stesso modo, fino a trazioni corrispondenti a 40 cm. di mercurio.

Qui, come nelle precedenti esperienze, non ho creduto conveniente usare forze deformatrici troppo grandi, sia perchè anche con piccole forze, grazie ai metodi adottati, ho osservato variazioni notevoli, sia perchè per lievi deformazioni sembra che il vetro si comporti come un corpo quale nella teoria della elasticità si ammette [1]).

E poichè le alterazioni di forma dovute ad elettrostrizione riescono troppo piccole per portare differenze apprezzabili nelle letture fatte [2]), mi pare che dall' insieme delle presenti ricerche possa concludersi che, almeno nelle condizioni ed entro i limiti di queste esperienze, « il campo elettrico non esercita azione sensibile sulla elasticità di flessione, trazione e compressione del vetro » [3]).

Questo risultato ha importanza per la teoria della deformazione dei condensatori data recentemente da P. Sacerdote [4]).

In essa pel caso di un condensatore cilindrico con le pareti della grossezza *e*, della lunghezza *l* e di costante dielet-

1) Cantone. Rend. Acc. Lincei. Vol. 4, 1888.

2) Può facilmente vedersi, applicando a note formule (Sacerdote. Ann. Ch. et Phys. 7. serie, t. 20) i dati sperimentali tratti dalle esperienze del Prof. Cantone (R. Istituto Lombardo 1900), che, pel potenziale usato, le dette deformazioni sono dell' ordine di 10^{-9} mm.

3) Il Lippmann aveva già teoricamente dedotto che il coefficiente di elasticità del vetro è indipendente dalla elettrizzazione (Vedi Ann. Ch. et Phys. 5. serie, t 24, 1881).

4) Loco citato.

trica K, l'allungamento Δ L prodotto dalla differenza di potenziale V fra le armature, è dato da:

$$\Delta L = (a + k_1) \frac{K L V^2}{8 \pi e^2}$$

essendo a il coefficiente di elasticità del dielettrico, e k_1 quello di variazione della costante dielettrica per la trazione.

Fu osservato [1]) che questa formula non conduce necessariamente alla proporzionalità fra Δ L e V^2, poichè non vien fatta l'ipotesi di a e k_1 indipendenti da V.

Ora, il fatto che da misure recenti [2]) molto esatte si deducono valori di k_1 che non presentano differenze sistematiche per potenziali corrispondenti a lunghezze di scintilla da 3 mm. a 10 mm., e il risultato delle presenti ricerche, permettono di concludere che la proporzionalità fra deformazione e quadrato di potenziale sussiste realmente con grande approssimazione.

Arpino, R. Liceo Tulliano.
Luglio 1902.

---

1) Nuovo Cimento, Febbraio 1900.

2) Cantone. Loco citato.

Nel fascicolo di Febbraio (1902) del The Physical Review è comparsa una Memoria di J. Sanford Shearer il quale da esperienze fatte con un interferometro viene alla conclusione che la deformazione dei condensatori per effetto del campo elettrico deve attribuirsi al calore e alle distorsioni prodotte nel dielettrico dalla non uniforme distribuzione della carica.

Mi pare che molte delle giuste obiezioni mosse dal Prof. Cantone (R. Ist. Lombardo 1902) alle esperienze del More che portavano ad uguale conclusione possano ripetersi per queste nuove ricerche.

Con ciò non si nega che le variazioni di forma dei condensatori siano accompagnate da piccoli effetti calorifici, crescenti con la durata di carica, come ho detto in una Nota precedente (N. C. Maggio 1902) e come spero di mostrare in seguito con esperienze dirette.

SOPRA UN PROBLEMA DI ELETTROSTATICA.

Nota II di E. ALMANSI.

1. In una mia Nota di recente pubblicazione [1]) ho esaminato un principio di elettrostatica a cui si può ricorrere per determinare sperimentalmente il valore della densità elettrica in un punto della superficie di un conduttore. Il principio a cui alludo è questo.

Sia (C) un conduttore carico di una massa E di elettricità in equilibrio, non soggetta ad azioni esterne, h la densità in un punto m della sua superficie Σ.

Portiamo a contatto con (C), nel punto m, un secondo conduttore (c): diciamo e la quantità di elettricità che passa da (C) a (c).

Se le dimensioni del conduttore (c) *sono molto piccole rispetto a quelle del conduttore* (C), *e se la superficie* Σ *di* (C), *in prossimità del punto* m, *si discosta poco dal piano* T, *tangente in* m *a* Σ, *possiamo ritenere che il rapporto*

$$\text{(1)} \qquad \mathrm{K} = \frac{e}{h},$$

dipenda solo dalla natura geometrica del conduttore (c), *e dal punto della sua superficie che si porta a contatto con* m.

La formula (1), quando si conosca il valore della costante K, fornisce quello della densità h nel punto m: basta perciò misurare la massa elettrica e di cui si carica il conduttore (c).

In questa Nota determino il valore di K, supponendo che il conduttore (c) abbia la forma di un *mezzo ellissoide*.

2. Della costante K si possono dare varie espressioni. Una è la seguente (v. Nota cit.):

1) Nuovo Cimento, fascicolo di Agosto 1902.

Supponiamo che una porzione ω della superficie di (c) coincida col piano T (fig. 1). Denoti σ la rimanente superficie di (c), σ' la superficie simmetrica di σ rispetto a T, s l'insieme di σ e σ'. Assunto il punto m come origine delle coordinate, e la normale a T, rivolta verso σ, come asse delle z, diciamo u il potenziale di una massa distribuita sopra s, che nei punti di s diventa uguale a z. Indicando con S l' intero piano T, esclusa la porzione ω, si ha

$$K = \omega + \int_S \frac{\partial u}{\partial z}\, dS\,. \tag{2}$$

Consideriamo il caso che la superficie s sia l' ellissoide rappresentato dall' equazione :

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1.$$

S' intende che gli assi delle x e delle y giacciono sul piano T.

Le superficie σ ed ω che limitano il conduttore (c) saranno rispettivamente la metà superiore dell' ellissoide, e la porzione del piano T interna ad esso.

Per ottenere il potenziale u che figura nella formula (2), immaginiamo una massa distribuita nello spazio racchiuso dall' ellissoide con densità costante ed uguale a δ. Detto u_1 il suo potenziale, si ha, come è noto :

$$u_1 = \pi\, a\, b\, c\, \delta \int_{\lambda_1}^{\infty} \frac{1 - \left(\dfrac{x^2}{a^2+\lambda} + \dfrac{y^2}{b^2+\lambda} + \dfrac{z^2}{c^2+\lambda}\right)}{\sqrt{(a^2+\lambda)(b^2+\lambda)(c^2+\lambda)}}\, d\lambda\,, \tag{3}$$

λ_1 essendo uguale a zero nello spazio racchiuso dall' ellissoide, mentre all' esterno è la radice positiva dell' equazione :

$$\frac{x^2}{a^2+\lambda} + \frac{y^2}{b^2+\lambda} + \frac{z^2}{c^2+\lambda} - 1 = 0\,.$$

Dall' equazione (3) si ricava (v. per es., Duhem. *Leçons sur l' Électricité et le Magnétisme*, pag. 69)

$$\frac{\partial u_1}{dx} = -2\,\delta\, L\, x\,, \quad \frac{\partial u_1}{\partial y} = -2\,\delta\, M\, y\,, \quad \frac{\partial u_1}{\partial z} = -2\,\delta\, N\, z\,,$$

in cui:

$$L = \pi a b c \int_{\lambda_1}^{\infty} \frac{d\lambda}{(a^2+\lambda) F(\lambda)}, \quad M = \pi a b c \int_{\lambda_1}^{\infty} \frac{d\lambda}{(b^2+\lambda) F(\lambda)},$$

$$N = \pi a b c \int_{\lambda_1}^{\infty} \frac{d\lambda}{(c^2+\lambda) F(\lambda)},$$

$$F(\lambda) = \sqrt{(a^2+\lambda)(b^2+\lambda)(c^2+\lambda)} .$$

Sull' ellissoide, e nello spazio interno, le quantità L, M, N assumono i valori costanti:

$$L_0 = \pi a b c \int_{0}^{\infty} \frac{d\lambda}{(a^2+\lambda) F(\lambda)}, \quad M_0 = \pi a b c \int_{0}^{\infty} \frac{d\lambda}{(b^2+\lambda) F(\lambda)},$$

$$N_0 = \pi a b c \int_{0}^{\infty} \frac{d\lambda}{(c^2+\lambda) F(\lambda)} .$$

Prendiamo $\delta = -\frac{1}{2 N_0}$. Sarà allora:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} = \frac{L}{N_0} x, \quad \frac{\partial u_1}{\partial y} = \frac{M}{N_0} y, \quad \frac{\partial u_1}{\partial z} = \frac{N}{N_0} z .$$

Sull' ellissoide e nel suo interno avremo:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} = \frac{L_0}{N_0} x, \quad \frac{\partial u_1}{\partial y} = \frac{M_0}{N_0} y, \quad \frac{\partial u_1}{\partial z} = z. \tag{4}$$

La funzione:

$$u = \frac{\partial u_1}{\partial z}$$

è armonica nell' interno e all' esterno dell' ellissoide, sull' ell' ellissoide diventa uguale a z, e si comporta all' infinito come una funzione potenziale. Potremo dunque introdurla nella formula (2), ed avremo la costante K espressa dalla formula:

$$K = \omega + \int_S \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} d S . \tag{5}$$

3. Si tratta ora di trasformare l' espressione di K trovata.

Perciò osserviamo che la funzione u_1, nello spazio esterno all' ellissoide, soddisfa all' equazione di Laplace. Quindi

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} = -\left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2}\right),$$

e sostituendo nella formula (5):

$$K = \omega - \int_S \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2}\right) dS.$$

L' integrale esteso ad S, applicando una nota formula di trasformazione, e tenendo conto del modo di comportarsi di u_1 all' infinito, si può ridurre ad un integrale esteso all' ellissi l, intersezione dell' ellissoide col piano T. Otterremo:

$$K = \omega + \int_l \left(\frac{\partial u_1}{\partial x}\cos\alpha + \frac{\partial u_1}{\partial y}\cos\beta\right) dl,$$

ove α e β sono gli angoli che la normale ad l, rivolta verso l' esterno, forma cogli assi delle x e delle y.

Sostituendo a $\frac{\partial u_1}{\partial x}$ e $\frac{\partial u_1}{\partial y}$ i loro valori dati dalle formule (4), si otterrà:

$$K = \omega + \int_l \left(\frac{L_0}{N_0} x\cos\alpha + \frac{M_0}{N_0} y\cos\beta\right) dl,$$

ovvero:

$$K = \omega + \frac{L_0}{N_0}\int_l x\cos\alpha\, dl + \frac{M_0}{N_0}\int_l y\cos\beta\, dl.$$

Ma $\int_l x\cos\alpha\, dl = \int_l y\cos\beta\, dl = \omega$ (area racchiusa dall' ellissi l). Dunque:

$$K = \omega\left(1 + \frac{L_0}{N_0} + \frac{M_0}{N_0}\right) = \frac{L_0 + M_0 + N_0}{N_0}\,\omega.$$

Possiamo anche scrivere:

$$K = \frac{A + B + C}{C}\,\omega\,, \tag{6}$$

ove A, B, C sono le stesse costanti L_0, M_0, N_0, a meno del fattore $\pi\, a\, b\, c$, ossia:

$$A = \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(a^2+\lambda)F(\lambda)}\,, \quad B = \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(b^2+\lambda)F(\lambda)}\,, \quad C = \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(c^2+\lambda)F(\lambda)}\,.$$

4. Se $a = b = c = R$, sarà $A = B = C$, quindi $K = 3\omega = 3\pi R^2$ (caso della semi-sfera). Supponiamo ora $a = b = R$, $c < R$.

In tal caso:

$$F(\lambda) = (R^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)^{\frac{1}{2}}$$

$$A = B = \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(R^2 + \lambda)^2 (c^2 + \lambda)^{\frac{1}{2}}}\,, \qquad C = \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(R^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)^{\frac{3}{2}}}\,.$$

Poniamo:

$$c^2 + \lambda = t^2\,, \quad R^2 - c^2 = p^2\,.$$

Sarà:

$$\frac{d\lambda}{(c^2 + \lambda)^{\frac{1}{2}}} = 2\,dt\,, \quad R^2 + \lambda = t^2 + p^2$$

$$A = B = 2\int_c^\infty \frac{dt}{(t^2 + p^2)^2}\,, \qquad C = 2\int_c^\infty \frac{dt}{t^2(t^2 + p^2)}\,.$$

Ora:

$$\int \frac{dt}{(t^2 + p^2)^2} = \frac{1}{2p^2}\left\{\frac{t}{t^2 + p^2} + \frac{1}{p}\,\mathrm{arctg}\,\frac{t}{p}\right\} + \mathrm{cost.}$$

$$\int \frac{dt}{t^2(t^2 + p^2)} = -\frac{1}{p^2}\left\{\frac{1}{t} + \frac{1}{p}\,\mathrm{arctg}\,\frac{t}{p}\right\} + \mathrm{cost.}$$

Dunque:

$$A = B = \frac{1}{p^2}\left\{\frac{1}{p}\frac{\pi}{2} - \frac{c}{c^2+p^2} - \frac{1}{p}\operatorname{arctg}\frac{c}{p}\right\},$$

$$C = -\frac{2}{p^2}\left\{\frac{1}{p}\frac{\pi}{2} - \frac{1}{c} - \frac{1}{p}\operatorname{arctg}\frac{c}{p}\right\}.$$

Onde, sostituendo nella formula (6), e riducendo:

$$K = \frac{\frac{p}{c} - \frac{pc}{c^2+p^2}}{\frac{p}{c} + \operatorname{arctg}\frac{c}{p} - \frac{\pi}{2}}\,\omega. \qquad (\omega = \pi R^2).$$

Se poniamo

$$\varphi = \operatorname{arctg}\frac{c}{p} = \operatorname{arctg}\frac{c}{\sqrt{R^2 - c^2}},$$

e per conseguenza $\frac{p}{c} = \operatorname{cotg}\varphi$, $\frac{pc}{c^2+p^2} = \operatorname{sen}\varphi\cos\varphi$, otterremo, fatte alcune riduzioni:

$$K = \frac{\cos^2\varphi}{1 - \left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right)\operatorname{tg}\varphi}\,\omega.$$

È questo il valore di K per un mezzo ellissoide schiacciato, di rivoluzione.

5. Quando c sia molto piccolo rispetto ad R, potremo ritenere, trascurando le potenze di $\frac{c}{R}$ superiori alla prima: $\varphi = \operatorname{tag}\varphi = \frac{c}{R}$, $\varphi\operatorname{tag}\varphi = 0$, $\cos\varphi = 1$, quindi:

$$K = \frac{1}{1 - \frac{\pi}{2}\frac{c}{R}}\,\omega,$$

ovvero, moltiplicando numeratore e denominatore per $1 + \frac{\pi}{2}\frac{c}{R}$, e trascurando ancora la potenza di $\frac{c}{R}$ superiori alla prima:

$$K = \left(1 + \frac{\pi}{2}\frac{c}{R}\right)\omega.$$

Se, per esempio, supponiamo $c = \frac{1}{10}$ R, sarà:

$$K = 1,16 \, \omega ,$$

e per la formula (1):

$$e = 1,16 \, h \, \omega .$$

Come si vede, quando il conduttore (c) è un disco piano, anche a spessore molto piccolo, la quantità di elettricità che esso sottrae al conduttore (C) supera notevolmente il prodotto $h \, \omega$; prodotto che rappresenta (se trascuriamo le variazioni di h in prossimità del punto m) l'elettricità che si trovava sulla porzione della superficie di (C), la quale vien coperta dal disco.

LIBRI NUOVI

DIE GEWINNUNG DES ALUMINIUMS UND DESSEN BEDENTUNG FÜR HANDEL UND INDUSTRIE:

di A. MINET.

Traduzione tedesca di E. ABEL.

Halle a. S.; W. Knapp, 1902.

È il secondo volume della raccolta di monografie relative all' elettrochimica applicata, che si pubblica dall' Engelhardt, (cfr. *N. Cim.* (5), p. 392). Esso contiene l' indicazione di tutti i metodi, sia puramente chimici quanto elettrochimici, che sono stati adoperati e si adoperano per ottenere l' alluminio, ed inoltre indica i modi di saldarlo e gli usi principali cui è destinato, sia allo stato puro, che in lega con altri metalli.

A. S.

DIE ELEKTRIZITÄT IN GASEN,
von J. STARK.

(Leipzig, J. A. Barth, 1902).

I lavori che si riferiscono al passaggio dell' elettricità nei gas sono così numerosi e sono sparsi in pubblicazioni così diverse, che riesce estremamente difficile farsi un concetto esatto dello stato attuale di una parte qualsiasi di tal soggetto. È quindi un servizio notevole che lo Stark ha reso agli studiosi, raccogliendo in un libro tutto ciò che di più importante è ormai acquisito sui fenomeni che presenta nei gas l' elettricità.

Serve di guida a tutta l'esposizione la teoria degli elettrioni, che, proposta formalmente da poco tempo, si presta a render conto dei principali fatti osservati, e che si riferiscono alla presenza di particelle elettrizzate. Ciò peraltro fa sì che in questo libro, che pur comprende lo studio dei raggi Röntgen e Becquerel, non si trattino esaurientemente nè le oscillazioni del campo elettromagnetico nelle scintille, nè l' emissione della luce nei gas attraversati dalla scarica, nè le azioni dielettriche.

Questo libro riescirà di utilissimo sussidio non solo per lo studio della fisica generale, ma anche per la spettroscopia, per la fisico-chimica, per la geofisica e per l' elettrotecnica.

A. S.

ELEMENTARY INORGANIC CHEMISTRY.
JAMES WALKER.

(London, George Bell and Sons, 1901).

È un volume elegantemente rilegato di 265 pagine. Contiene le nozioni fondamentali della chimica inorganica. L'A. sebbene abbia scritto il libro dal puuto di vista della teoria moderna, pure ha avuto cura di esporre prima vari fenomeni chimici fondamentali, cui fa poi seguire la parte teorica, che se esposta prima non verrebbe bene apprezzata dal principiante.

in cui:

$$L = \pi a b c \int_{\lambda_1}^{\infty} \frac{d\lambda}{(a^2 + \lambda) F(\lambda)}, \quad M = \pi a b c \int_{\lambda_1}^{\infty} \frac{d\lambda}{(b^2 + \lambda) F(\lambda)},$$

$$N = \pi a b c \int_{\lambda_1}^{\infty} \frac{d\lambda}{(c^2 + \lambda) F(\lambda)},$$

$$F(\lambda) = \sqrt{(a^2 + \lambda)(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)}.$$

Sull' ellissoide, e nello spazio interno, le quantità L, M, N assumono i valori costanti:

$$L_0 = \pi a b c \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{(a^2 + \lambda) F(\lambda)}, \quad M_0 = \pi a b c \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{(b^2 + \lambda) F(\lambda)},$$

$$N_0 = \pi a b c \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{(c^2 + \lambda) F(\lambda)}.$$

Prendiamo $\delta = -\frac{1}{2 N_0}$. Sarà allora:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} = \frac{L}{N_0} x, \quad \frac{\partial u_1}{\partial y} = \frac{M}{N_0} y, \quad \frac{\partial u_1}{\partial z} = \frac{N}{N_0} z.$$

Sull' ellissoide e nel suo interno avremo:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} = \frac{L_0}{N_0} x, \quad \frac{\partial u_1}{\partial y} = \frac{M_0}{N_0} y, \quad \frac{\partial u_1}{\partial z} = z. \tag{4}$$

La funzione:

$$u = \frac{\partial u_1}{\partial z}$$

è armonica nell' interno e all' esterno dell' ellissoide, sull' ell' ellissoide diventa uguale a z, e si comporta all' infinito come una funzione potenziale. Potremo dunque introdurla nella formula (2), ed avremo la costante K espressa dalla formula:

$$K = \omega + \int_S \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} dS. \tag{5}$$

3. Si tratta ora di trasformare l' espressione di K trovata.

Perciò osserviamo che la funzione u_1, nello spazio esterno all' ellissoide, soddisfa all' equazione di Laplace. Quindi

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} = -\left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2}\right),$$

e sostituendo nella formula (5):

$$K = \omega - \int_S \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2}\right) d\,S\,.$$

L' integrale esteso ad S, applicando una nota formula di trasformazione, e tenendo conto del modo di comportarsi di u_1 all' infinito, si può ridurre ad un integrale esteso all' ellissi l, intersezione dell' ellissoide col piano T. Otterremo:

$$K = \omega + \int_l \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} \cos\alpha + \frac{\partial u_1}{\partial y} \cos\beta\right) d\,l\,,$$

ove α e β sono gli angoli che la normale ad l, rivolta verso l' esterno, forma cogli assi delle x e delle y.

Sostituendo a $\frac{\partial u_1}{\partial x}$ e $\frac{\partial u_1}{\partial y}$ i loro valori dati dalle formule (4), si otterrà:

$$K = \omega + \int_l \left(\frac{L_0}{N_0}\, x \cos\alpha + \frac{M_0}{N_0}\, y \cos\beta\right) dl\,,$$

ovvero:

$$K = \omega + \frac{L_0}{N_0}\int_l x \cos\alpha\, d\,l + \frac{M_0}{N_0}\int_l y \cos\beta\, d\,l\,.$$

Ma $\int_l x \cos\alpha\, d\,l = \int_l y \cos\beta\, d\,l = \omega$ (area racchiusa dall' ellissi l). Dunque:

$$K = \omega\left(1 + \frac{L_0}{N_0} + \frac{M_0}{N_0}\right) = \frac{L_0 + M_0 + N_0}{N_0}\,\omega\,.$$

ciaio ossidato, o un' asta di rame e un' asta di acciaio pure ossidate, e l'A. concludeva che la resistenza principale del sistema risiedeva nei due strati di ossido in contatto.

Ulteriori esperienze avendo provato che lo stesso effetto si aveva anche se le due aste erano perfettamente terse, l'A. combinando gli effetti della ossidazione a quelli della lucentezza, ha potuto dare al contatto unico le qualità di cui era mancante, cioè una grande regolarità associata alla sensibilità. L'A. impiega metalli prima puliti e lucenti, che ricopre poi di un leggerissimo strato di ossido facendoli rimanere un tempo determinato in una stufa ad aria calda a una nota temperatura. L'A. osserva che benchè i contatti metallo ossidato-metallo ossidato, metallo ossidato-metallo pulito, metallo pulito-metallo pulito diano buoni risultati, è tuttavia preferibile il contatto metallo ossidato-metallo lucente.

Con un sistema costituito da tre aste metalliche, della stessa specie, parallele e verticali, del diametro di 2 mm. circa, riunite alla parte superiore da un disco collegato a un polo di un elemento di pila, mentre l' altro polo era collegato a un piano di acciaio lucente, sul quale passavano liberamente le estremità inferiori delle aste, di un diametro un po' ridotto, pulite, smerigliate e quindi ossidate, la conduttibilità si è stabilita senza antenne per una debolissima scintilla a più di 30 m. di distanza.

L'A. infine rileva che, pur essendo possibile impiegare un gran numero di metalli, risultati costanti, senza effetti capricciosi sono stati da lui ottenuti particolarmente con aste di ferro, acciaio fuso, acciaio laminato, acciaio temprato, alluminio, argento, rame, nickel, zinco, etc.

Broglie (de) L. *Applicazione dei galvanometri termici allo studio delle onde elettriche* (pp. 349-352).

Pellat H. *Tubi di forza di un campo magnetico resi visibili per mezzo dei raggi catodici* (pp. 352-355). — Proseguendo i suoi studi sull' azione di un campo magnetico sui tubi di Geissler, l'A. ha constatato che;

In un campo magnetico intenso il fascio catodico che sfugge da un catodo in forma di disco disegna esattamente il tubo di forza magnetica avente per base la superficie del catodo, i raggi catodici partendo uniformemente da tutta la superficie del disco.

L'A. osserva che il fenomeno è totalmente diverso da quello che producono i raggi anodici, che pure hanno una tendenza a seguire le linee di forza del campo, ma che, partendo dal bordo del disco formante l' anodo, non disegnano tuttavia un tubo di forza avente per base questo disco.

L'A. distingue quindi il flusso catodico in due parti A e B, delle quali la prima soddisfa alla legge seguente:

Il flusso A *non è sottoposto ad alcuna azione elettromagnetica tendente a deviarlo perpendicolarmente alle linee di forza, sia che il campo sia intenso o debole. Esso sfugge sempre dal catodo nella direzione del campo, sia questa direzione normale, obliqua o tangenziale alla superficie.*

Da questa legge segue che la figura disegnata dal flusso A in un campo magnetico è assolutamente indipendente dal senso di questo campo: ciò non avviene per le figure formate dal flusso anodico e dal flusso B.

La chiarezza del tubo disegnato dal flusso A nella sua parte laterale è indipendente dalla pressione del gas, nei limiti di pressione fra cui ha esperimentato l'A., cioè da 4 mm. di mercurio fino a $0^{mm},004$, e dipende dalla intensità del campo.

L'A. infine, dopo avere riferiti i dettagli delle sue esperienze, nota che l' analisi spettrale della luce violetta dovuta alle radiazioni ha rilevato che non vi si distinguono che le righe dell'aria, senza alcuna delle righe che caratterizzano l' alluminio o le sue impurità.

Cornu, a proposito di questa Nota, ricorda che la scintilla non condensata, scoccante nell' aria, alla pressione ordinaria, tra due elettrodi di un metallo più o meno volatile, in seno di un campo magnetico intenso, permette di osservare le superfici equipotenziali sotto la forma di una superficie luminosa.

Meslin G. *Su una forma di termometro elettrico* (pp. 412-414). — Allo scopo di evitare gli inconvenienti che alcune volte presenta l' uso delle coppie termo-elettriche nella determinazione delle temperature, l'A. è stato indotto a utilizzare la variazione, in funzione della temperatura, della f. e. m. di un elemento di pila come la Latimer-Clark il cui coefficiente di variazione termica è assai considerevole.

L'A. ha impiegato il metodo di opposizione coll' aggiunta di due cassette di resistenza disposte secondo le indicazioni di Bouty, in modo che non passi corrente nella deviazione e da utilizzare un elettrometro o un galvanometro sensibilissimo come galvanoscopio.

Langevin P. *Ricerche sui gas ionizzati* (pp. 414-417). — Importanti lavori hanno mostrato che si spiegano assai bene tutti i risultati relativi alla conduttibilità elettrica acquistata dai gas sotto l' azione delle nuove radiazioni, ammettendo che la radiazione produca nel gas numeri eguali di centri caricati, gli uni positivamente, gli altri negativamente. Ciascuno di questi centri

possiede una carica uguale in valore assoluto a quella che trasporta l'atomo di idrogeno nella elettrolisi, e si circonda per attrazione elettrostatica, di uno strato di molecole elettricamente neutre.

Le agglomerazioni così costituite, nominate *ioni*, si muovono in tutti i sensi come le molecole del gas, e il loro spostamento d'insieme è nullo in assenza di un campo elettrico, salvo quello dovuto alla diffusione. Se si crea un campo H, questo spostamento si effettua con una velocità k_1 H nel senso delle linee di forza per gli ioni positivi, e k_2 H in senso inverso per gli ioni negativi.

Se la pressione non discende al disotto di alcuni millimetri di mercurio, lo spostamento degli ioni sotto l'azione del campo si produce senza che i loro urti contro le molecole del gas creino nuovi centri caricati; ma gli ioni positivi e negativi possono ricombinarsi al momento delle loro collisioni.

È naturale ammettere con Thomson, per questa ricombinazione, una legge analoga alla legge di azione di massa di Guldberg e Waage: la quantità di elettricità ricombinata per unità di volume e per unità di tempo è proporzionale al prodotto delle densità in volume p e n delle cariche portate dagli ioni positivi e negativi

$$\frac{du}{dt} = \frac{dp}{dt} = -a p n ,$$

essendo α il coefficiente di ricombinazione.

In questa teoria, k_1, k_2 e α devono essere costanti per un dato gas, in condizioni date di temperatura e pressione. Del pari deve essere costante il rapporto:

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4 \pi (k_1 + k_2)} .$$

L'A. ha misurato sperimentalmente in modo diretto e preciso questo rapporto, e ha ottenuto valori effettivamente costanti in condizioni di esperienze variatissime. Ha trovato inoltre che quel rapporto rappresenta il *rapporto del numero delle ricombinazioni al numero delle collisioni tra ioni di segno contrario.* L'esperienza ha confermato, come voleva la teoria, che esso resta sempre inferiore all'unità accostandosi a quel valore tanto più quanto più è debole la mobilità degli ioni.

NORDMANN C. *Sulla trasparenza dei liquidi conduttori per le oscillazioni erziane* (pp. 417-420). — Ulteriori ricerche eseguite dall'A. sull'assorbimento delle onde erziane per parte degli elettroliti, gli permettono di confermare la legge già enunciata in

una Nota precedente, che cioè *le trasparenze per quelle onde, variano nello stesso senso delle resistenze: esse crescono meno rapidamente di quelle e più rapidamente delle loro radici quadrate.*

Curie P. *Conduttibilità dei dielettrici liquidi sotto l'influenza dei raggi del radio e dei raggi di Röntgen* (pp. 420-423). — L'A. ha constatato che i raggi del radio e i raggi di Röntgen agiscono sui dielettrici liquidi come sull'aria comunicando loro una certa conduttibilità elettrica, e i risultati ottenuti sia col radio che con i raggi Röntgen sono dello stesso ordine di grandezza.

Leduc S. *Campi di forza molecolare* (pp. 423-425). — L'A. in questa Nota riferisce i risultati dei suoi studi sui campi di forza di diffusione e di cristallizzazione, concludendo che queste esperienze, nelle quali i cristalloidi danno ai colloidi amorfi forme determinate, mostrano l'influenza che deve esercitare la forza di cristallizzazione sulla morfologia dei tessuti viventi, formati dalla solidificazione delle soluzioni di colloidi e di cristalloidi mescolati.

Hamy M. *Sulle proprietà delle frangie di riflessione delle lamine argentate* (pp. 443-446). — L'A. rileva che due superfici vitree molto piane M e N che possano essere rese rigorosamente parallele, e delle quali una, M, sia argentata, l'altra, disposta alla distanza e dalla prima, sia ricoperta di una debole argentatura e appartenga a una lente convergente, di fuoco F e di lunghezza focale *f*, costituiscono un sistema ottico che permette di ottenere frangie di due categorie: le une non localizzate, le altre localizzate nel piano focale della lente. Le prime si ottengono inclinando leggermente l'una sull'altra le superfici riflettenti, e facendo passare la luce incidente attraverso un semicerchio descritto nel piano focale, attorno al punto F, con un raggio inferiore a quello della pupilla: esse si osservano senza oculare, piazzando l'occhio in faccia di un secondo semicerchio componente col primo un cerchio intero.

Le frangie della seconda categoria si ottengono conducendo le superfici riflettenti al parallelismo perfetto e inviando la luce sul sistema, a mezzo di un prisma a riflessione totale, il cui asse riflettente passi per il fuoco F. Rischiarando le facce dell'angolo retto di questo prisma si osservano frangie, localizzate nel piano focale della lente, visibili nell'imagine del prisma fornita per autocollimazione. Queste frangie assumono la forma di archi di cerchi aventi il punto F per centro.

L'A. dopo avere notato l'influenza dell'argentatura del piano N sulla visibilità di queste frangie e sulla loro simmetria, rileva

che i massimi e i minimi delle frangie simmetriche della prima categoria si seguono secondo la legge espressa dalla formula

$$2e + k = m \frac{\lambda}{2}\left(1 + \frac{R^2}{4f^2}\right),$$

dove k è una costante e m un intero di una certa parità per i massimi e di un' altra parità per i minimi. La legge vale anche per le frangie dissimetriche, salvo il caso di grandi differenze di cammino.

La legge di successione delle frangie della seconda categoria è data dalla equazione

$$2e + k = m \frac{\lambda}{2} + (-1)^m \alpha,$$

dove k e α sono costanti e m è un intero. Queste frangie sono simmetriche allorchè l' argentatura della faccia N è tale che α sia nulla.

L'A. infine conclude osservando che col dispositivo descritto tutte queste frangie sono molto brillanti, e si prestano perciò in modo notevole allo studio e alla separazione delle radiazioni, anche di piccola intensità.

JANET P. *Applicazione dell' arco cantante di Duddel alla misura di deboli coefficienti di self-induzione* (pp. 462-463). — Per le esperienze di Duddell si sa che se su un arco a corrente continua, si mette in derivazione un circuito comprendente un condensatore di capacità C e una self-induzione L, l' arco, in certe condizioni, rende un suono molto puro avente per periodo

$$T = 2\pi\sqrt{CL}. \tag{1}$$

Per capacità da 7^{mf} a 8^{mf} e self-induzioni debolissime il suono ottenuto è molto acuto e l' intensità della corrente alternativa a grande frequenza può raggiungere da 20 a 25 ampères efficaci nel circuito che comprende il condensatore.

Ciò posto l'A. osserva che misurando con un amperometro termico l' intensità I nel circuito derivato, con un voltmetro termico la differenza di potenziale e agli estremi della bobina, e trascurando la resistenza di questa bobina di fronte alla sua reattanza e la self-induzione del restante circuito, si ha:

$$I = \frac{e}{L\omega}. \tag{2}$$

Avendosi d' altra parte,

$$\omega = \frac{2\pi}{T}, \tag{3}$$

si ha, eliminando T e ω tra (1), (2) e (3)

$$L = \frac{e^2 C}{I^2},$$

formula che permette di calcolare L a mezzo di misure puramente elettriche e senza alcuna misura acustica.

L'A. osserva che il metodo si applica bene per le bobine a filo grosso e a debole resistenza: per le bobine a filo sottile, come le bobine di wattmetro, si può modificare il metodo ponendo la bobina in derivazione su una differenza di potenziale nota, presa sul circuito principale a grande frequenza e misurando l' intensità che l' attraversa mediante un amperometro sufficientemente sensibile.

Boley P. *Su un elettrometro capillare* (pp. 463-465). — In questa Nota l'A. descrive un nuovo elettrometro capillare, da lui ideato, che può servire quando si tratti di determinare differenze di potenziale a contatto di amalgame liquide saturate e alcuni elettroliti, per il quale scopo non si presta bene l' elettrometro di Lippmann.

Compan P. *Potere raffreddante dell' aria a pressioni elevate e dell' aria in movimento* (pp. 522-524). — La formula $np^c t^b$ data da Dulong e Petit (dove $b = 1{,}23$, $c = 0{,}45$) per rappresentare il potere raffreddante dell' aria racchiusa in un ambiente, è stata verificata per pressioni inferiori alla pressione atmosferica. Essa rappresenta l' azione delle correnti di convezione che prendono origine a contatto del corpo caldo: queste correnti dipendono dalla natura e dalla mobilità del mezzo ambiente. L'A. quindi si è domandato se questa formula è ancora esatta: 1° allorchè l' aria è a pressioni superiori alla pressione atmosferica; 2° allorchè il corpo caldo si raffredda in un ambiente indefinito; 3° allorchè l' aria è animata da un movimento di traslazione.

Per studiare questi tre casi, l'A. ha impiegato il metodo e il dispositivo indicato nelle sue Note precedenti. Ha trovato così che in un pallone a pareti metalliche annerite del diametro di $14^{cm},5$ e per eccessi da 300° a 0°, il potere raffreddante dell'aria, da 50 mm. fino a 4480 mm. di pressione, è rappresentato dalla formula $np^c t^b$ dove b e c hanno gli stessi valori di quelli trovati

da Dulong e Petit per le pressioni inferiori alla pressione atmosferica.

Questa formula rappresenta egualmente il potere raffreddante dell'aria su una sfera calda piazzata in un ambiente indefinito.

Allorchè l'aria è animata da una velocità u, il suo potere raffreddante sulla sfera è rappresentata dalla formula $k\,t\,\sqrt{u}$, ($k = 0{,}000555$), conformemente alle conclusioni di Boussinesq.

Crèmieu V. *Su un relais elettrostatico* (pp. 524-526).

Poincaré L. *Sull' impiego dell' elettrometro capillare per la misura delle differenze di potenziale vere al contatto di amalgame e di elettroliti* (p. 527). — A proposito della Nota di P. Boley, l'A. fa rilevare di avere egli già da tempo descritto un elettrometro capillare permettente la misura delle differenze di potenziale al contatto di amalgame e di elettroliti.

L'A. ha utilizzato questo elettrometro nello studio di diverse quistioni, e in particolare per esaminare la variazione della differenza di potenziale colla temperatura. L'A. segnala specialmente le proprietà curiose osservate coll' amalgama di stagno in presenza dell' acido solforico: per quest' amalgama, il valore della f. e. m. che rende la costante capillare massima è sensibilmente nulla alla temperatura ordinaria. Ne resulta che costruendo un elettrometro con quest' amalgama, si ottiene un istrumento le cui indicazioni sono indipendenti dal segno della f. e. m.

Deslandres H. e Décombe. *Sulla ricerca di un raggiamento erziano emanato dal sole* (pp. 527-530). — Gli A. dopo avere osservato che le esperienze stabilite in proposito, portano alla conclusione che la terra non riceve in modo continuo onde erziane sensibili, aventi la lunghezza delle onde della telegrafia senza fili, notano che il sole offre due sorgenti di raggiamento ben distinte: la sua superficie e la sua atmosfera. Circa la superficie gli A. credono probabilissimo che non emetta nelle condizioni normali onde elettromagnetiche, ma si può invece ammettere che esse siano emesse dalla cromosfera e dalle protuberanze.

Credono quindi che occorra una lunga serie di osservazioni per decidere se realmente la terra riceve dal sole onde simili alle onde erziane.

Nordmann C. *Spiegazione di diversi fenomeni celesti per mezzo delle onde erziane* (pp. 530-533). — Dalla teoria elettromagnetica della luce e dallo studio spettrale del sole, l'A. deduce la seguente proposizione: La superficie del sole deve emettere onde erziane, e questa emissione deve essere particolarmente intensa, nelle regioni dove si producono violenti eruzioni superficiali e nelle epoche in cui l' intensità di queste eruzioni è massima.

Questa proposizione avente, fino a un certo punto, il carattere di una ipotesi, non contraddetta da nessun fatto, permette di spiegare un insieme di fenomeni diversi e inesplicabili, come le particolarità della corona solare e quelle degli spettri cometari.

LANGEVIN P. *Sulla ricombinazione degli ioni nei gas* (pp. 533-536). — Nella sua Nota precedente l'A. ha indicato il principio del metodo che gli ha permesso di misurare direttamente il rapporto $\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}$, dove α rappresenta il coefficiente di ricombinazione degli ioni positivi e negativi, k_1 e k_2 le mobilità di questi ioni in un campo elettrico. L'A. ha del pari indicato in quella Nota che ε rappresenta il rapporto del numero delle ricombinazioni al numero delle collisioni tra ioni di segno contrario, e deve per conseguenza restare inferiore all' unità. Il metodo sperimentale consiste nel creare un campo uniforme nel gas compreso tra due lamine metalliche parallele e a determinare: 1° la quantità di elettricità indotta su una di queste lamine al momento della creazione del campo; 2° la quantità Q di elettricità raccolta da questa lamina dopo il passaggio nel gas di raggi X provenienti da una sola scarica in un tubo di Crookes; 3° la quantità di elettricità Q_0 liberata nel gas per la radiazione e che si raccoglierebbe in un campo infinito: la differenza fra Q e Q_0 essendo dovuta alla ricombinazione degli ioni.

Da ulteriori studi compiuti dall'A. su tale argomento, risulta che facendo variare tra limiti grandi lo spessore della lamina di gas, il campo, la ripartizione e l' intensità della ionizzazione, i valori ottenuti per ε nell' aria secca sotto la pressione atmosferica a 17°, restano compresi tra 0,26 e 0,28. Il valore medio 0,27 coincide con quello che si può dedurre da una determinazione del *coefficiente di ricombinazione* α eseguita da Townsend con un metodo del tutto diverso.

Vi è dunque, conclude l'A., nell' aria, sotto la pressione normale, una ricombinazione su quattro collisioni tra ioni di segno contrario.

Il rapporto ε tende verso l' unità quando la pressione aumenta.

NAGAOKA H. e HONDA K. *La magnetostrizione degli acciai a nickel* (pp. 536-538). — Gli A. riferiscono in questa Nota i risultati ottenuti dai loro studi sulle variazioni delle dimensioni di leghe di ferro e nickel sottoposte ad azioni magnetiche.

GUILLAUME E. *Osservazioni sulle ricerche di Nagaoka e Honda* (pp. 538-539). — Dopo avere osservato che i risultati del Nagaoka e Honda sembrano a prima vista portare come conseguenza la necessità di rifiutare la teoria del Dumas sulle trasformazioni

delle leghe di ferro e di nickel, l'A. rileva che la teoria stessa può essere posta d'accordo coi risultati quando si supponga che, sotto l'azione di un campo magnetico, lo stato di trasformazione possa essere aumentato anche a temperatura costante.

DUHEM P. *Sulla estensione del teorema di Lagrange ai liquidi vischiosi* (pp. 580-581).

LEDUC e SACERDOTE. *Sulla coesione dei liquidi* (pp. 589-591). — Portando un disco di vetro piano, ben pulito, equilibrato orizzontalmente al disotto del piatto di una bilancia, in contatto con acqua distillata, quando si carica l'altro piatto di pesi, il disco si solleva trasportando con sè una colonna di acqua, che a un certo punto si rompe, lasciando un minuto strato liquido aderente al disco.

Gli A. rilevando come questa esperienza sia male interpetrata dal maggior numero degli autori classici, i quali concludono che i pesi che producono quella rottura danno una misura imperfetta della coesione del liquido, osservano che in questa esperienza la coesione non interviene affatto.

A risolvere quindi la questione della coesione dei liquidi, gli A. hanno eseguito due serie di esperienze, che qui riferiscono, studiando l'ascensione capillare nel vuoto e l'altezza dell'acqua in un barometro troncato, quando si diminuisce la pressione sul livello libero del liquido.

NORDMANN C. *Teoria elettromagnetica delle aurore boreali e delle variazioni e perturbazioni del magnetismo terrestre* (pp. 591-594). — In una precedente Nota l'A. ha stabilito teoricamente che il sole deve emettere onde erziane, e che l'intensità di queste onde deve essere massima nelle regioni e alle epoche della più grande attività solare. Da questa proposizione ha dedotto allora la spiegazione della corona solare, e delle sue particolarità da una parte e degli spettri cometari dall'altra.

In questa Nota l'A. mostra che la stessa proposizione permette di gettare una nuova luce sulla causa delle aurore boreali e dei loro principali caratteri, e sulla origine delle oscillazioni e delle perturbazioni del magnetismo terrestre.

THOVERT J. *Su una nuova applicazione delle osservazioni ottiche allo studio della diffusione* (pp. 594-596). — Col metodo descritto in una precedente Nota l'A. ha determinato il coefficiente di diffusione di diverse sostanze, e ne riporta in questa Nota i risultati. Da questi si rileva che i numeri corrispondenti alle soluzioni diluite, concordano, per i sali, assai bene con quelli che si calcolano a partire dai dati elettrolitici, seguendo la teoria della diffusione data da Nernst.

Per gli acidi, i numeri osservati sono nettamente più deboli. Ma, in modo generale, l' andamento delle curve, rappresentanti il coefficiente d' induzione in funzione della concentrazione, espressa in equivalenti-grammi per litro, lascia modo a una estrapolazione che non è in opposizione colla teoria.

LEDUC A. *Sulla conservazione della energia rifrattiva nei miscugli di alcool e di acqua* (pp. 645-646). — Si ammette generalmente che l' energia rifrattiva si conserva nei miscugli di liquidi, a condizione che non vi sia combinazione, come avviene, secondo Damien, per i miscugli di glicerina ed acqua.

L'A. ha ricercato ciò che avveniva per i miscugli di alcool e acqua, a causa della contrazione e dello sviluppo di calore, tenuto conto dei quali alcuni chimici hanno ammessa l' esistenza della combinazione $C^2H^6O + 3H^2O$. Da queste ricerche è risultato che anche in questi miscugli l' energia rifrattiva si conserva bene, almeno quanto nei miscugli di glicerina e acqua, e che l' indice di rifrazione è massimo per un miscuglio contenente 27 per 100 di alcool, in peso. Questo indice massimo, a 15°, ha per valore nell' aria il numero 1,3673.

LANGEVIN P. *Sulla mobilità degli ioni nei gas* (pp. 646-649). — L'A. indica qui il metodo tenuto per determinare la mobilità degli ioni nei gas, riserbandosi di pubblicare in altra Nota i risultati ottenuti per i diversi gas sotto diverse pressioni.

CONTREMOULINS G. *Ricerca di una unità di misura per la forza di penetrazione dei raggi X e per la loro quantità* (pp. 649-651). P. BACCEI.

Zeitschrift für Physikalische Chemie.

Vol. 37, fasc. 3, 4, 5.

BRODE J. *Catalisi nella reazione fra l' acqua ossigenata e l' acido iodidrico* (pp. 257-307). — È studiata l' azione di alcuni catalizzatori sia in modo speciale nella reazione fra l' acqua ossigenata e l' acido iodidrico sia per altre reazioni ($HBrO_3 + 6HJ$, $H_2S_2O_8 + 2HJ$, scomposizione di H_2O_2 in soluzione acida). Non vi è nessuna analogia di comportamento dei singoli catalizzatori per ogni reazione sia essa pure analoga. In generale però l'azione è una funzione lineare della concentrazione. Più catalizzatori messi assieme o si indeboliscono reciprocamente, oppure spiegano una azione additiva, oppure in alcuni casi moltiplicativa.

Alcune sostanze che non hanno alcuna azione catalizzatrice possono acquistarla in presenza di un catalizzatore. Per es. il solfato di rame. L' acido molibdico e volframico cataliticamente agi-

scono assai più energicamente dei sali di ferro. Questi
l'azione catalizzatrice dell'acido volframico. I casi st
l'A. non corrisponderebbero con l'ipotesi di Noyes cl
reazione sono sollecitati cataliticamente i singoli com
senso di una reazione non viene alterato sulla presenz
genioni, ma dalla presenza di speciali catalizzatori. P
molibdico questa variazione può seguirsi quantitativa
alcune eguaglianze di cinetica chimica si può argom
con tutta probabilità speciali catalizzatori prendono pa
nelle reazioni intermedie. L'acido molibdico in presen
rossidi dà origine a vari composti assai stabili.

Lehfeld R. A. *Sopra le misure di Jahn della f.
pile a concentrazione* (pp. 308-314). — Secondo l'A. le
Jahn non possono servire per constatare la validità d
delle masse per elettroliti forti; poichè le formule di
adoperate dal Jahn per i calcoli, includono già la l
masse. L'A. ponendo altre equazioni arriva a stabilire
sociazione delle soluzioni dei valori che sono più eleva
determinati colla conducibilità elettrica. È probabile
l'accordo con la legge delle masse esista, ma se non
può dipendere dal fatto che la legge di Boyle per la
osmotica non esista più per soluzioni diluite.

Arrhenius S. *Modo di calcolare il grado di disso
gli elettroliti forti* - II (pp. 315-322). — Il calcolo del
zione sia dal punto di congelamento che dalla f. e. m.
sulla ipotesi che la legge dei gas valga pure per le
Havvi una deviazione, questa dovrebbe essere analoga
e due i metodi, ma invece si hanno risultati differe
nuove determinazioni fatte dall'A. è tenuto conto della
zione ionica calcolata dalla conducibilità. Le deduzioni
Nernst e Jahn per le quali la formula adoperata dall'
identica alla loro sono false. L'A. pone nella sua form
dedotti dalla conducibilità e punto di congelamento an
luzioni per le quali non vale la legge della diluizione
tità avviene solamente se si ammette anche per quest
valida la legge della diluizione.

Bredig G., Reinders W. *Fermenti inorganici*. III
aurica dell' acqua ossigenata (pp. 323-341). La soluzion
di oro in soluzione acquosa neutra o acida non agisc
mente; agisce se è alcalina e tanto maggiormente
è alcalina fino a raggiungere un massimo, dopo il qua
ritardo. L'azione non è proporzionale alla quantità di
più rapida coll'aumentare della concentrazione in oro

scono l'azione catalizzatrice, il KCl, e fosfato sodico: sono veleni potenti il solfuro di sodio e il cianuro potassico L'acqua ossigenata è scomposta assai più rapidamente in presenza di sublimato corrosivo, questo potrà dipendere dal fatto che il sublimato è ridotto a mercurio che trovasi allo stato colloidale in soluzione e agisce come catalizzatore. Viceversa l'azione riduttrice dell'acqua ossigenata sul sublimato è accelerata per la presenza di soluzioni colloidali di oro o di platino.

JUST G. *Solubilità dei gas in solventi organici* (pp. 342-367). — È stata studiata dall'A. la solubilità del CO_2 in 44 solventi organici diversi, e quella del CO, N_2 e H_2 in 17 solventi organici; inoltre fu studiata la solubilità in mescolanze dei solventi stessi.

Si notano alcune relazioni puramente qualitative fra la solubilità di CO_2 e la costituzione dei corpi. Vi è un parallelismo e una certa proporzionalità nella solubilità di CO e N_2. Per gli intervalli di temperatura studiati la solubilità di N_2, H_2 e CO decresce, invece aumenta quella di CO_2.

HEATHCOTE L. H. *Sulla passività e riattivazione del ferro. Nota preliminare* (pp. 368-373). — Sono riferite alcune osservazioni sulla passività e riattivazione del ferro per mezzo degli agenti chimici e della corrente. Sia che il ferro si sciolga all'anodo nell'acido solforico, oppure si impieghi come catodo in un mezzo passivo (acido nitrico D 1.4) si hanno delle variazioni periodiche nella corrente. Si notano alcune singolarità nel trasporto dell'attività come lungo a determinate nervature.

HULETT A. G. *Relazioni fra la tensione superficiale e la solubilità* (pp. 385-406). — È noto che i corpi solidi in contatto con un liquido tendono a diminuire la propria superfice, cosicchè precipitati finissimi si trasformano in cristalli più grossi, diminuendo la loro solubilità. Le esperienze furono fatte per il gesso, il solfato di bario, l'ossido di mercurio e diminuendo il diametro dei granelli si aumentava la solubilità. Fu determinata approssimativamente l'assieme della energia di superfice e si ottiene un valore interno alle 100 — 150 unità assolute.

LOOMIS H. E. *Sul punto di congelamento di soluzioni acquose di non elettroliti* - II (pp. 407-425). — È una revisione dei punti di congelamento dei non elettroliti fissando con tutta sicurezza il punto zero del termometro. In generale per i 26 corpi organici non elettroliti esaminati non si hanno eccezioni forti e non è accennata la minima dissociazione. Per lo zucchero di canna, di latte, e maltosio si nota un aumento nella costante con l'aumentare della concentrazione, per l'alcool *n* butilico, l'amilico, per

l'acetone, acetamide, l'anilina e la salicina una diminuzione. Il primo fatto si potrebbe spiegare prendendo in considerazione la deviazione alla legge dei gas di Van der Waals per la grandezza molecolare che interviene, e nel caso dell'anilina ecc. si potrebbe ammettere delle attrazioni molecolari reciproche.

RUDOLPHI M. *Rifrazione molecolare dell'idrato di cloralio in soluzione con differenti solventi* (pp. 426-417). — I solventi adoperati sono acqua, alcool, toluolo. I calcoli furono fatti con le quattro formule proposte. La $D_{20^{\circ}/2}$ dell'idrato solido è 1,90805; D_{44} 1,9000. I valori calcolati per soluzioni in acqua e alcool si scostano di poco da quelli calcolati dall'idrato liquido. L'acqua si mostra notevolmente più dissociante; l'alcool e il toluolo dissociano nella stessa misura; da ciò si può rilevare che la forza dissociante o associante di un liquido non può essere un termine per decidere sulla sua convenienza per adoperarlo in simili ricerche, così pure non dice niente il comportamento refrattometrico del solvente.

ERNST C. *Catalisi del gas tonante per mezzo del platino colloidale* (pp. 448-484). — Il gas tonante in contatto con una soluzione colloidale di platino si combina in acqua. La reazione è lenta, ma è accelerata dalla ricchezza di platino in soluzione, e coll'aumentare della pressione. Siccome aumentando la pressione si aumenta la velocità di soluzione, così la combinazione del gas tonante sarebbe proporzionale alla velocità di soluzione. Aumentando la temperatura non si ha alcun vantaggio, anzi a temperatura elevata la reazione si arresta. Un eccesso di idrogeno o di ossigeno agisce come gas inerte. I veleni aggiunti alla soluzione colloidale (solfuro di carbonio, sublimato, acido prussico ecc.) agiscono come per la decomposizione dell'acqua ossigenata per mezzo della soluzione colloidale di platino.

KUENEN J. P. *Mescolanza di acido cloridrico e etere metilico* (pp. 485-489). È noto (Friedel 1875) che questa mescolanza fatta a 0° dà un liquido che bolle a 2° e non mostra un punto costante di dissociazione cosicchè la densità di vapore è anormale. Come c'è un massimo nel punto di ebollizione così c'è un minimo nella curva della tensione di vapore. Dall'A. fu studiata la curva della tensione di vapore al punto critico, o per meglio dire, fu osservato che un punto critico costante non esisteva. Già sotto 100° si ha la formazione senza reazione reversibile di cloruro di metile. L'acido cloridrico innalza la temperatura critica dell'etere metilico.

JAHN H. *Sul grado ed equilibrio di dissociazione degli elettroliti forti* (pp. 490-503).

MAC LENNAN J. C. *Conducibilità elettrica per i gas attraversati dai raggi catodici* (pp. 513-545). — La conducibilità dei gas non dipende dall'azione dei raggi catodici, ma da una ionizzazione, indotta però dai raggi e che è per una data intensità di questa proporzionale alla pressione, e per una costante pressione indipendente dalla natura dei gas come fu provato per l'aria, ossigeno, azoto, ossido di carbonio, idrogeno biossido di azoto. È descritta minutamente la parte sperimentale.

STUDY E. *Sul significato chimico della teoria degli invarianti. Risposta alle osservazioni del Sig. W. Alexeyeff* (pp. 546 550). —

RAUDNITZ R. W. *Annullamento della catalisi platinica per mezzo dei veleni* (pp. 551-552). — Secondo l'A. contrariamente a Bredig e Tkeda l'azione annullatrice dei veleni non si manifesterebbe sul catalizzatore, ma sulle sostanze da catalizzare e sopra i prodotti. Il latte in presenza di acido prussico decompone assai lentamente l'H_2O_2 spostando con una corrente di aria l'acido si ha la catalisi così energica come prima dell'aggiunta dell'acido cianidrico.

MARCHIS L. *Le continue trasformazioni nel vetro, e lo spostamento del punto zero nei termometri.* - II (pp. 554-604). — Basandosi sulla teoria di Duhem e sui dati sperimentali sull'influenza del rapido riscaldamento e raffreddamento del vetro l'A. arriva a concludere che si può prevedere le variazioni a cui può andare soggetto un termometro. Tuttavia del termometro non solo bisogna conoscere la sua storia di costruzione ma il suo comportamento dopo un certo tempo di uso.

MARCHIS L. *Misure termometriche di precisione* (pp. 605-612). — Fondandosi sopra esperienze proprie sono date alcune norme per misure termometriche di precisione. Termometri che per le esperienze di Raoult servono a misure intorno a 100° dovrebbero essere conservati sempre a 100°, e quelli che servono per misure a 0° dovrebbero essere tenuti sempre a 0°.

KULLGREN C. *Azione dei non elettroliti sulla saponificazione dell'acetato di etile* (pp. 613-622). — In generale la velocità di saponificazione dell'acetato di etile per aggiunta di non elettroliti viene diminuita. Nel caso dello zucchero di canna, e in parte della glicerina, il fatto dipende dalla formazione di un saccarrato che è idrolizzato, come pure si rivela dalla conducibilità elettrica. La velocità di saponificazione viene pure diminuita dall'alcool metilico, etilico, acetone senza però la formazione di sale sodico. In questo caso l'A. fa una distinzione di molecole « attive » che sono quelle che direttamente prenderebbero parte alla saponifica-

zione, il numero delle quali diminuisce sostitue
acqua con un altro.

ABEL E. *Osservazioni sul lavoro di Luther*
mento elettromotore di sostanze a più gradi di oss
Dott.

Philosophical Magazine. Serie 6, Vol.

Lord KELVIN. *Epino atomizzato* (pp. 257-283
teoria di Epino, i due stati elettrici son dovuti a
ad un difetto di un fluido unico, che penetra fra
materia ponderabile. Porzioni di materia priva d
pure porzioni del fluido stesso, si respingono m
tre vi è attrazione fra materia e fluido elettrico.

Lord Kelvin suppone invece che il fluido di
di atomi uguali, più piccoli di quelli della mate
e capaci di penetrare liberamente tanto gli atomi
interatomici. Tali atomi, che l'A. chiama *elettrio*
sferici, e, come nella teoria di Epino, si suppone
pulsione fra atomi e atomi e fra elettrioni ed
vi sia attrazione fra atomi ed elettrioni, secondo
niana. L'azione reciproca si suppone che vari
diventi nulla solo quando il centro dell'elettrio
centro dell'atomo; però quando l'elettrione è pe
tomo, la forza deve variare semplicemente come
centro dell'atomo.

Gli elettrioni debbono essere elettrizzati neg
atomi della materia ponderabile positivamente. U
consiste in un insieme di atomi aventi ciascuno
elettrioni, quanti occorrono per neutralizzarne la

Con tali ipotesi l'A. spiega i fenomeni del
della polarizzazione dei dielettrici e la condutti
la piroelettricità e la piezoelettricità; e ritiene c
via ad una dinamica definita dall'elettrolisi, del
e del calore di combinazione.

Mc. CLING R. K. *Velocità della ricombinazi*
gas a pressioni diverse (pp. 283-305). — Scopo d
è stato di determinare la velocità con la quale s
ioni nei gas a pressioni diverse, per riconoscere
valida la relazione $dn / dt = - \alpha n^2$ trovata da
l'aria alla pressione di 1 atm. I resultati ottenu
tal relazione vale anche per pressioni fra 0,12
Il coefficiente α ha il valore $2,20 \times 10^{-6}$ ed è i

pressione. Le stesse leggi, salvo il valore di x che è diverso, valgono per l'H e la CO_2.

DONNAN F. G. *Condensazione dei vapori dei liquidi organici in presenza di aria priva di pulviscolo* (pp. 305-310). — Le ricerche dell'A. furono intraprese per fornire qualche contributo alla teoria della dissociazione elettrolitica, sembrando probabile che, come nei liquidi che hanno grande potere dissociante, gli ioni del soluto possano ritenersi circondati da molecole di solvente, che si oppongono alla unione degli ioni stessi, così i vapori di liquidi dissocianti si condensino attorno ai nuclei che sieno già liberi o si producano nel gas in cui quei vapori si formano; mentre tal condensazione non dovrebbe prodursi nei vapori di liquidi che non hanno potere dissociante.

Quantunque non del tutto sicuri, i resultati ottenuti dall'A. sembrano confermare tali vedute, perchè mostrano che la condensazione dei vapori si effettua con gran difficoltà per alcuni liquidi organici che non hanno grande potere dissociante.

LYLE T. L. *Sui filamenti e sugli strati magnetici circolari equivalenti a rocchetti circolari, e sul raggio equivalente di un rocchetto* (pp. 310-329). — Paragonando i potenziali di un rocchetto la cui gola ha la sezione quadrata di lato η e il cui raggio medio è a e che ha n spire per cm. e che è percorso da una corrente C, con quello di una spira circolare concentrica e coassiale col rocchetto e percorsa da una corrente n C, l'A. trova che essi sono eguali se il raggio della spira è $a\left(1+\frac{\eta^2}{24a^2}\right)$. Quella spira può dunque sostituirsi al rocchetto, e il suo raggio è detto raggio equivalente del rocchetto.

Per rocchetti che non hanno sezione quadrata, si trova che un rocchetto di cui η è lo spessore nel senso del raggio e ξ la lunghezza nel senso dell'asse, equivale a due spire circolari di raggio $a\left(1+\frac{\eta^2}{24a^2}\right)$ poste ad una distanza $\frac{\xi^2-\eta^2}{12}$ dal piano mediano del rocchetto, e ciascuna delle quali sia percorsa da una corrente $\frac{1}{2}n$ C.

Questo risultato può evidentemente semplicizzare i calcoli dei galvanometri e degli elettrodinamometri, nonchè quelli dei coefficienti d'induzione mutua, come l'A. fa vedere con opportuni esempi.

MICHELSON A. A. *Sulla velocità della luce* (pp. 330-337). — Per la grande importanza che ha l'esatta cognizione della velocità della luce, l'A. ritiene che dovrebbero eseguirsi nuove mi-

sure, e propone per ciò un nuovo metodo, che consiste combinazione di quello di Foucault con quello di Fizeau, rando però un reticolo invece della ruota dentata.

La luce proveniente da una sorgente dovrebbe passar verso una lastra semiargentata e, dopo esser passata per un cadere sulla metà superiore di uno specchio rotante, da rebbe riflessa sul reticolo ove formerebbe l'immagine del ditura. Dal reticolo sarebbe riflessa sulla metà inferior specchio rotante, che la rimanderebbe, attraverso una lente, sulla lastra semiargentata, da cui sarebbe riflessa l' gine della fenditura che si potrebbe osservare con un ocu

Con questo metodo sarebbero eliminati o ridotti di gl'inconvenienti che sono stati segnalati negli altri met qui adoperati.

Lord RAYLEIGH. *Sulla pressione delle vibrazioni* (pp. 3 — Secondo la teoria di Maxwell le vibrazioni dell'etere d esercitare una pressione su una superficie perfettamente sp e l'esistenza della pressione è stata determinata speriment per la luce dal Lebedew. L'A. espone qui la teoria g delle pressioni che sono esercitate da qualunque specie d zioni.

WANKLYN J. A. *Sulle proprietà fisiche delle soluzioni nei liquidi* (pp. 346-348 e 498-500). — Facendo arrivare 2 una soluzione concentrata di potassa caustica alla base colonna d'acqua satura di CO_2, e sopra la quale stava de alla pressione di 1 atm., fu osservato che dopo 70 ore il della CO_2 gasosa era rimasto invariato. Ne segue che le n isolate di CO_2 non si muovono nell'acqua, ma che invece f con le molecole H_2O un aggregato liquido, di densità m dell'acqua pura. Ciò spiega perchè la CO_2 si scioglie nel sopra la quale si trovi: quegli aggregati che si formano perficie cadono al fondo e producono correnti liquide che minano presto la saturazione. La soluzione dell'ossigeno assai più lentamente, e uno strato di 10 cm. di acqua pu simo proteggere per circa un mese le sostanze organiche sidazione dovuta all'ossigeno atmosferico.

Sperimentando in modo analogo, l'A. trova che anche luzione dell'ammoniaca nell'acqua si fa con molta lentezza, il liquido è lasciato in riposo.

CUTBERSTON C. *Disposizione delle bande nel primo dello spettro positivo dell'azoto* (pp. 348-353). — L'A. mos le bande del primo gruppo di quello spettro, cioè fra $\lambda =$ $\lambda = 5000$, possono disporsi in serie che seguono una legg

a quella data da Deslandres pel secondo gruppo che va da $\lambda = 5000$ a $\lambda = 2820$.

THOMSON J. J. *Effetto di un campo magnetico trasversale sulla resistenza dei metalli* (pp. 353-356). — Secondo van Everdingen la teoria che la corrente elettrica anche nei metalli è dovuta al moto di particelle cariche richiede che la resistenza di un metallo diminuisca in un campo magnetico trasversale. L'A. invece mostra che tal conclusione deriva da alcune ipotesi poco accettabili e che si deve invece ritenere che tal resistenza aumenti, come egli aveva di già dimostrato nel rapporto presentato al Congresso di Parigi del 1900.

GILBERT N. E. *Alcune esperienze sulle relazioni fra l' etere, la materia e l' elettricità* (pp. 361-380). — L' esistenza dei magneti permanenti mostra che un qualunque ritardo, dovuto ad una resistenza che si opponga alla rotazione delle molecole, deve esser molto piccolo. Nel caso degli elettromagneti, l' energia spesa nel vincire tal resistenza, se esiste, deve provenire dalla corrente magnetizzante, e tale spesa di energia dovrebbe manifestarsi come un aumento di resistenza elettrica che subirebbe il circuito. Ma tutti i tentativi fatti dall'A. per scoprire tale aumento di resistenza condussero a un resultato negativo, forse a motivo della piccolezza del fenomeno, che rende assai difficili le misure.

Altra importante questione era quella di decidere se l' etere che circonda immediatamente un corpo ponderabile si muove con quel corpo o si lascia attraversare da esso restando immobile. Se, come sembra resultare dalle esperienze sopra riferite, l' etere non offre una resistenza d' attrito o viscosa, si deve ritenere che esso rimanga stazionario e dia libero passaggio alla materia. Ma diverse esperienze fatte in passato condussero a resultati contradittori, e d' altronde il fatto che una molecola vibrante può mettere in vibrazione l' etere, accenna ad una specie di attrito fra etere e materia.

Per suggerimento del Prof. Rowland l'A. tentò di riconoscere se si generi una corrente elettrica in un filo metallico che si sposti parallelamente a se stesso; ma anche questi tentativi, fatti mediante la rotazione di un rocchetto attorno al suo asse e in condizioni svariate, non dettero alcun resultato positivo.

WADE E. B. H. *Nuovo metodo igrometrico* (pp. 380-385). — La novità del metodo consiste nel sostituire all' acqua pura una soluzione di acido solforico per bagnare il bulbo del termometro dello psicrometro.

BARTON E. H. e LAWS S. C. *Sulle pressioni dell' aria usate nel suonare gli strumenti d' ottone* (pp. 385-393). — Dalle misure

eseguite mediante un manometro ad acqua opportun
agli strumenti a fiato, gli A. hanno potuto stabilire
sultati, che la pressione necessaria alla produzione
di data intensità è proporzionale al logaritmo della s
La pressione poi è indipendente dalla posizione che
nella scala, cioè è la stessa tanto che la nota sia o
terza armonica di un corto tubo, quanto che sia la
nica di un tubo più lungo, etc.

La pressione necessaria ad ottenere una data ir
tromba o colla cornetta è poi molto minore di quell
pel trombone.

TROWBRIDGE J. *Il rocchetto d' induzione* (pp. 39
rocchetto qui descritto ha il nucleo di ferro lungo
del diametro di pollici 3 $^1|_2$, su cui è avvolto un so
filo di rame del n.° 6. Il secondario è formato da 1
ciascuno di 400 a 500 spire, separati fra loro da di
dello spessore di $^1|_8$ di pollice. La resistenza totale
ohm. Questo rocchetto non ha condensatore, essendo
capacità elettrostatica propria. Il suo interruttore è
un' asta di platino che, mediante un motorino elettri
verticalmente e viene così, ad ogni rotazione dell' ec
è fissata, ad immergersi in un recipiente contenente
lata nella quale sta fisso l' altro elettrodo di piombo

L' eccentrico cui è fissata l' asticella di platino
tore metallico sul quale si appoggia una spazzola c
corrente all' interruttore; e facendo ruotare tale spa
all' asse dell' eccentrico, si può regolare l' intensità c
che passa pel rocchetto. Con questa disposizione si
riare continuamente la lunghezza della scintilla; ch
rente a 110 volta può giungere fino a 30 pollici.

L'A. ritiene che questo debba essere il tipo pref
chetti, e che quelli col condensatore e coll' interrutto
abbiano ormai fatto il loro tempo.

WOOD R. W. *Un caso probabile di risonanza*
piccolissime particelle metalliche presenterebbero per
nose (pp. 396-410). — Facendo volatilizzare un fram
dio o di potassio entro un palloncino di vetro da cui
le particelle metalliche si depositano sulle pareti for
lissimi strati, che presentano colori molto vivaci. Ta
non si possono spiegare con i fenomeni di diffrazion
babilmente prodotti da una specie di risonanza, anal
che Garbasso e Aschkinass ottennero per le onde el

diante striscioline di stagnola regolarmente disposte su una lastra di vetro.

Lord RAYLEIGH. *Sulla questione dell' idrogeno nell' atmosfera* (pp. 416-422). — Secondo il Gautier l' aria conterrebbe normalmente circa 2 parti di idrogeno su 10000, e già l'A. si occupò di verificare se ciò fosse realmente vero (cfr. *N. Cim.* (5), 3, p. 94). Nuove ricerche spettroscopiche e alcune analisi dirette instituite appositamente conducono ora l'A. a concludere che se l' aria contiene dell' idrogeno, la proporzione non può eccedere, molto probabilmente, 1 parte su 30000.

MELLOR J. W. *Su una legge dell' attrazione molecolare* (pp. 423-424). — Poichè secondo van der Waals l' equazione caratteristica dei gas è

$$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)(v-b)=\mathrm{R\,T}\,,$$

il lavoro totale dell' espansione sarebbe

$$\mathrm{W}=\int\left(p+\frac{a}{v^2}\right)dv=\int p\,dv+\int\frac{a}{v^2}\,dv\,,$$

nella quale $\int p\,dv$ rappresenta il lavoro esterno e $\int\frac{a}{v^2}\,dv$ quello interno dovuto alle azioni molecolari. Questo lavoro interno, nel passaggio dal volume v_1 al volume v_2 è quindi data da

$$\mathrm{W}=\int_{r_1}^{r_2}\frac{a}{v^2}\,dv=a\left(\frac{1}{v_1}-\frac{1}{v_2}\right).$$

Ponendo ora $v=c\,r^3$, con r distanza fra due molecole, si può scrivere

$$\mathrm{W}=\frac{a}{c}\int_{r_1}^{r_2}\frac{1}{r^4}\,dr\,,$$

e di qui si vede che la forza di attrazione molecolare, secondo l' equazione di van der Waals deve essere proporzionale a $\frac{1}{r^4}$, che coincide con la legge proposta dal Sutherland.

CHANT C. A. *Ricerca sperimentale sulla localizzazione superficiale negli oscillatori elettrici* (pp. 425-444). — Dalla teoria di Stefan per le oscillazioni elettriche, si deduce che lo spessore di

un conduttore cilindrico rettilineo sul quale l' int
rente è ridotta ad essere $\frac{1}{e}$ del valore in superfi

$$x = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\sigma}{\mu n}},$$

essendo σ la resistenza specifica, μ la permeabilit
conduttore ed n la frequenza delle oscillazioni.

È noto che varie sono state le opinioni sull'
natura del metallo sulla penetrazione delle oscilla
e che sull' effetto dello spessore del metallo degli
tanto Preece e Righi riferiscono che l' azione è p
sfere piene che con sfere cave di ugual diametro.

Adoperando oscillatori cilindrici formati da st
grossi di diversi metalli, e servendosi del rivela
del Rutherford, l'A. ha eseguito una numerosa seri
dalle quali resulterebbe che strati esilissimi di m
porterebbero allo stesso modo di conduttori pieni.

CASSIE W. *Spettroscopi a braccio fisso con tr
tipla* (pp. 449-457). — Son descritti diversi tipi
nei quali, per mezzo di due prismi aventi una del
tate, o con prismi a riflessione totale, si ottiene ch
minoso attraversi più volte i prismi stessi, aume
dispersione. Ma senza l' aiuto dei disegni che ac
descrizione, non è possibile riferire i particolari de
adoperate.

PETAVEL J. E. *Manometro registratore per al
vute alle esplosioni* (pp. 461-471). — Perchè un m
seguire le rapide variazioni della pressione dovuta
sione, è necessario che la parte mobile sia assai
forza antagonista molto rilevante. L'A. descrive un
nometro, a cavità sferica, che si presta bene per tal
mediante uno specchietto messo in moto dallo sta
nometro, e che riflette un raggio luminoso su una
grafica avvolta su un cilindro rotante. Con tale
ha studiato come varia la pressione in un miscugl
illuminante che esplode, e ne dà i risultati in due

COOK S. R. *Sulle particelle natanti in un' ond
forze dovute al flusso di un fluido viscoso attorno*
(pp. 471-482). — È uno studio delle attrazioni e
stiche, che l'A. fa seguendo il König, ma tenendo
delle forze di attrito fra il gas vibrante e le parti
sospese, con le quali si formano delle lamine nell

brante. Egli trova che esse formansi non solo nei ventri di una onda stazionaria, ma dovunque vi è un flusso di fluido viscoso, di direzione alternamente variabile, attorno a particelle solide. Per spiegare la formazione di tali lamine, oltre le forze che derivano dalle proprietà dei fluidi perfetti, son necessarie anche quelle di attrito sopra dette.

EVERETT J. D. *Sulle linee focali e sulle fronti d'onda a forma di toro* (pp. 483-486). — L'A. dà alcune spiegazioni sulle proprietà di un fascio conico di raggi luminosi, che è riflesso da una superficie sferica, e mostra come onde con la fronte a forma di toro possano ottenersi facendo servire da riflettore la superficie ottenuta dalla rotazione di una porzione di ellisse attorno ad una perpendicolare al piano dell'ellisse passante per uno dei suoi fuochi.

LYLE T. R. e HOSKING R. *Variazioni termiche della conduttività molecolare specifica e della fluidità delle soluzioni di cloruro di sodio* (pp. 487-498). — Determinando contemporaneamente, sulla medesima soluzione, la conduttività molecolare e la fluidità (cioè l'inverso della viscosità) gli A. trovano che le curve rappresentative delle variazioni di esse con la temperatura sono analoghe, ma non identiche. Il rapporto fra la conduttività C e la fluidità F per una medesima concentrazione diminuisce proporzionalmente all'aumento di temperatura, e i risultati ottenuti per le soluzioni di NaCl sono ben rappresentati della formula

$$\frac{C}{F} = u\,(1 - 0{,}00164\ t),$$

ove u dipende soltanto dalla concentrazione e t è la temperatura.

WARLEY W. M. *Sul magnetismo indotto nel ferro in campi rapidamente oscillanti* (pp. 500-512). — Quantunque resultasse dai lavori di Thomson, Trowbridge, Klemencic etc. che il magnetismo segue le rapide oscillazioni delle scariche di un condensatore, pure non vi è nessuna prova diretta che il ferro si magnetizza in quei campi; e l'A. ha ottenuto tal prova ricorrendo al tubo di Braun.

Nel circuito di scarica di un condensatore son contenuti tre rocchetti uguali fra loro, due dei quali son posti l'uno per diritto all'altro in prossimità del tubo di Braun. Quando questi due son percorsi in sensi opposti dalla scarica, e nel terzo rocchetto, che è lontano dal tubo, è posto un fascio di fili di ferro, il fascio catodico non subisce alcuna deviazione; ma se il fascio di fili di ferro si toglie dal terzo rocchetto e si pone in uno dei primi due, si ha della macchia luminosa una deviazione, la cui ampiezza,

dipende dalla magnetizzazione assunta dal fascio d
zione delle correnti oscillanti che percorrono il roc
il fascio è contenuto.

L'A. dà le curve che rappresentano le deviazi
fasci di fili di ferro in funzione del numero delle
secondo, e quelle che rappresentano come varia, pe
quenze, la magnetizzazione in funzione del campo
rienze eseguite egli non può peraltro dedurre il va
meabilità magnetica, perchè non si sa quanta parte
forma il fascio è invasa dalle oscillazioni; ma si p
per una frequenza di 10000 si abbia $\mu = 110$, p
valore che concorda con quello indicato da Klemen
molto minore di quello che St. John avrebbe trova
zioni molto più rapide.

Lewis P. *L'ufficio del vapor acqueo nella cond*
(pp. 512-514). — L'A. non concorda col Trowbridg
gioni per le quali l'idrogeno dovrebbe ritenersi con
perfetto, e riferisce sopra alcuni esperimenti coi qu
stra che anche in tubi ad idrogeno nei quali, med
è stato tolto tutto il vapor acqueo, si ha sempre la
trica. Quindi non si potrebbe asserire in modo
fa il Trowbridge, che la presenza del vapor acque
per ottenere la scarica nei gas rarefatti.

A.

Pietro Salvioni, *gerente responsabi*

CONDUCIBILITÀ E RITARDO DI POLARIZZAZIONE DIELETTRICA.

Memoria del Dott. F. MACCARRONE [1]).

In questa nota, che fa seguito ad un'altra pubblicata da me un anno fa [2]), riferisco i risultati sperimentali da me ottenuti nel ricercare quale influenza esercita la durata del campo elettrico sulla polarizzazione dielettrica.

Indi farò vedere quali conseguenze se ne ricavano relativamente alla polarizzazione dielettrica con campi elettrostatici variabili e, conseguentemente, alla dissipazione dell'energia elettrica nei condensatori sottoposti a correnti variabili.

Intorno alle suddette quistioni si sono in breve tempo eseguite molteplici ricerche, sia di indole scientifica, che di indole puramente industriale; e non solo si è misurata direttamente la quantità di energia elettrica che viene dissipata nel coibente sotto forma di calore, ma in molti casi si è cercato di determinare per punti la curva di polarizzazione dei vari dielettrici sottoposti a campi variabili; questa curva è, per molto tempo, sembrata analoga alle note curve di isteresi magnetica.

La più completa risoluzione di queste quistioni si avrebbe stabilendo le leggi generali che legano l' andamento della polarizzazione dielettrica in campi elettrostatici costanti o variabili. E siccome lo stabilirsi, il cessare e, in generale, qualsiasi variazione dello stato di polarizzazione nell'interno di un coibente è equivalente ad un movimento di elettricità

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica dell'Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Nuovo Cimento, vol. 2., 1901; Physikalische Zeitschrift, N. 4, 1901.

parallelamente alla direzione della polarizzazione, così si riannodano anche a questo stesso tema gli studi che sono stati fatti sulla conducibilità dei dielettrici.

Anzi vedremo che, introducendo la considerazione di questa conducibilità, si spiegano con elegante semplicità i fenomeni di ritardo di polarizzazione nei dielettrici e cade il carattere di alta novità scientifica di alcuni fenomeni, che fecero per un certo tempo sospettare l'esistenza di una isteresi dielettrica correlativa all' isteresi magnetica del ferro.

Già il Wullner [1]) in una serie di misure, dirette a ricercare se la costante dielettrica di un corpo è un elemento dipendente o no dalla conducibilità del medesimo, era incidentalmente venuto a dei risultati molto preziosi su questo argomento.

Egli sperimentava con un condensatore piano a dielettrico solido: metteva un' armatura in comunicazione col suolo, dava all'altra una carica iniziale e determinava in seguito come diminuiva col tempo il potenziale dell' armatura carica.

Però, con la sua disposizione sperimentale, tra l'istante in cui veniva caricato il condensatore e quello in cui veniva fatta la prima lettura di potenziale, dovevano passare non meno di due minuti primi; mentre oggi, specialmente se si vuol mirare a risultati applicabili alla polarizzazione dielettrica con correnti alternate, importerebbe che fosse stato ridotto di molto il detto intervallo di tempo.

Lo stesso si deve dire delle pregevoli ricerche che in seguito furono fatte dal Curie [2]) con l' uso del suo *quarzo piezoelettrico.*

Il mio metodo, essenzialmente diverso da quelli finora usati, mi ha invece permesso di seguire le variazioni delle cariche indotte alla superficie dei coibenti dopo una piccola frazione di secondo che i medesimi erano stati sottoposti ad un campo elettrico.

Per riuscire a ciò ho tratto partito dal noto fenomeno di orientazione che presenta un ago dielettrico sospeso per il

1) Sitzungberichte der Münchner Akademie, 1875, 1877. Wied. Ann. vol. I.

2) Annales de Chimie et de Physique, Vol. 17 e 18, 1889.

suo punto medio in un campo elettrico [1]) Per le ragioni che vedremo in seguito io do al dielettrico la forma di cilindro a sezione ellittica. Sospendo il medesimo, con l'asse verticale, tra le armature, pure verticali, di un condensatore aria; queste possono essere rapidamente messe in comunicazione con i poli di una batteria di accumulatori. Allo stabilirsi del campo elettrostatico il cilindro tende, con una rotazione intorno al proprio asse, a disporsi in maniera da offrire la minima sezione al flusso di forza elettrica, ossia in maniera che l' asse maggiore di una sua sezione retta, risulti perpendicolare alle lastre del condensatore. Il momento di rotazione del cilindro è massimo quando quell'asse fa l'angolo di 45° colle lastre e può ritenersi proporzionale alla polarizzazione del coibente. In realtà il cilindro non raggiunge la sua nuova posizione di equilibrio se non dopo una lunghissima serie di oscillazioni; tuttavia essendo trascurabile nelle mie esperienze il coefficiente di smorzamento nel sistema mobile, si riesce facilmente, e con discreta approssimazione, ad eliminare l' effetto delle forze di inerzia, quando si può seguire senza interruzione i movimenti del sistema. A tal uopo uno specchietto, unito rigidamente al cilindro, riceve un sottile fascio di luce solare e mi permette la registrazione fotografica dei movimenti del dielettrico.

1) La prima osservazione di questo fenomeno, da qualcuno attribuita ai Sig.ri Gräetz e Fomm, si deve al Matteucci, il quale così lo descrive negli Annales de Chimie et de Physique, Vol. 27, pag. 134, 1859:

« Pour étudier l' attraction électrique d' un corps électrisé sur les corps isolants neutres, j' ai préparé des petits cylindres d' acide stéarique, de soufre, de gomme laque. Ces cylindres avaient 8 à 10 millimètres de longueur et 2 d' épaisseur; on les suspend avec un fil de cocon sous une grande cage de verre dont l' air est desséché avec la chaux caustique.

« Lorsqu' on est bien sur que l' aiguille isolante est parfaitement privée d' électricité, on introduit sous la cage, à la distance de 8 à 10 centimètres de l' aiguille isolante, un bâton de gomme laque ou un tube de verre électrisé. A l' instant on voit l' aiguille attirée, osciller et s' arrêter enfin, comme ferait une aiguille magnétique en face d' un aimant. Alors il est très-facile de s' assurer que les deux estrèmités de l' aiguille sont chargées d'électricité contraire, et que celle qui regarde le corps électrisé a une électricité contraire à celle de ce corps. En éloignant le corps électrisé, l' aiguille isolante ne donne plus aucun signe d' électricité ».

Prima di passare alla descrizione degli apparecchi da me adoperati faccio notare che, nel parlare di polarizzazione dielettrica, io non intendo attaccarmi a nessuna ipotesi sul meccanismo molecolare con cui avviene detta polarizzazione; e se nel seguito farò uso delle formule alle quali si perviene ammettendo che ogni elemento del dielettrico si comporti come un piccolo magnete, lo farò perchè mi sembra che le stesse formule si possano stabilire indipendentemente da quella ipotesi, cioè partendo dal noto principio sperimentale, che l'attrazione di due masse elettriche dipende dalla natura del mezzo in cui esse sono immerse. Questo concetto, che non è affatto messo in rilievo nei trattati di elettricità, si dimostra molto semplicemente nella maniera seguente.

Come è noto, dal suddetto principio sperimentale si deduce che, mentre nell' aria resta costante il flusso di forza attraverso una sezione qualunque di un tubo di forza, in un ambiente eterogeneo resta invece costante il flusso di induzione; ossia in ogni punto della superficie di separazione di un coibente dall' aria si ha [1])

$$K\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_1 = \left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_2$$

dove $-\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_1$ rappresenta la componente della forza elettrica secondo la normale alla superficie nel mezzo di costante dielettrica K e $-\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_2$ la componente analoga nell' aria. Ciò porta una discontinuità nella forza elettrica al passaggio attraverso la superficie del coibente. Precisamente si ha

$$K\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_1 - \left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_2 = (1-K)\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_1 .$$

Ora, per la determinazione della funzione potenziale V, si può sempre supporre che una tale discontinuità provenga da cariche elettriche deposte sulla superficie di discontinuità e fare a meno di tener conto della eterogeneità del mezzo dalle due parti di detta superficie. La densità σ da attribuire a

1) Cfr. p. es. Drude. Physik des Aethers, pag. 266.

dette cariche si ottiene identificando l' ultima eguaglianza con quella

$$\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_1 - \left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_2 = -4\pi\sigma$$

che dà la discontinuità della forza elettrica attraverso una superficie carica [1]). Si ha quindi

$$\sigma = \frac{K-1}{4\pi}\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_1$$

ovvero, chiamando F_n la componente del campo secondo la normale alla superficie del coibente, si ha

$$(1) \qquad \sigma = -\frac{K-1}{4\pi} F_n .$$

Il dielettrico agisce quindi nel senso che, restando ferme tutte le altre cariche che sono sparse nel campo, se non ci fosse il dielettrico la funzione potenziale verrebbe in ogni punto diminuita della quantità

$$V = \int \frac{\sigma\, dS}{r} = -\frac{K_1 - 1}{4\pi}\int \frac{1}{r} F_{n_1}\, dS$$

dove l' integrazione va estesa alla superficie del dielettrico.

Ora si ha

$$(2) \qquad F_n = X \cos(nx) + Y \cos(ny) + Z \cos(nz),$$

dove X, Y, Z sono le componenti del campo elettrico e quindi

$$V = -\frac{K-1}{4\pi}\int \left\{ \frac{X}{r}\cos(nx) + \frac{Y}{r}\cos(ny) + \frac{Z}{r}\cos(nz) \right\} dS.$$

Ora per il noto teorema di analisi

$$\int f \cos(nx)\, dS = -\int \frac{\partial f}{\partial x}\, dv$$

1) Scrivendo questa relazione supponiamo implicitamente che la normale n sia volta verso l' interno della superficie chiusa su cui è deposto lo strato elettrico. Conserveremo sempre questa convenzione.

il precedente integrale si può trasformare in un in
esteso al volume v racchiuso dalla superficie S e si

$$V = \frac{K-1}{4\pi} \int \left\{ \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{X}{r}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{Y}{r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{Z}{r}\right) \right\} dv$$

Eseguendo le derivazioni dei quozienti $\frac{X}{r}$, $\frac{Y}{r}$,
osservando che

$$\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} = 0$$

il precedente integrale si può finalmente mettere s
forma

$$V = \frac{K-1}{4\pi} \int \left\{ X \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} + Y \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y} + Z \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z} \right\} dv$$

ossia se si pone

$$(3) \qquad \left\{ \begin{aligned} \alpha &= -\frac{K-1}{4\pi} X \\ \beta &= -\frac{K-1}{4\pi} Y \\ \gamma &= -\frac{K-1}{4\pi} Z \end{aligned} \right.$$

si può mettere sotto l'altra forma

$$(4) \qquad V = -\int \left\{ \alpha \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} + \beta \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial \gamma} + \gamma \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z} \right\} dv .$$

Queste sono le formule a cui abbiamo accennato
principio. Crediamo di esserci messi in grado di poter
zare le medesime e quella parte della teoria di Mosso
son che è fondata unicamente su queste formule, senza
di ricorrere alle ipotesi fatte dai suddetti sulla costituz
dielettrici. Alle (3) e (4) conviene subito aggiungere
(vedi formule (1) e (2))

$$(5) \qquad \sigma = \alpha \cos(n\,x) + \beta \cos(n\,y) + \gamma \cos(n\,z)$$

la quale ci dice che la grandezza della densità delle cariche indotte sulla superficie del coibente non è altro che la proiezione del segmento rappresentante la polarizzazione sulla normale alla superficie del coibente.

Per chiudere questo rapido sguardo teorico sui dielettrici bisogna osservare che finora non abbiamo fatto nessuna restrizione sul rapporto K tra le forze che si esercitano tra due masse m, m' secondo che esse sono immerse nell'aria o in un altro mezzo.

Dipenda esso o no dall' intensità delle forze elettriche colle quali si sperimenta, dipenda o no dalla durata del campo, ci sarà sempre lecito applicare le formule che abbiamo stabilito purchè volta per volta si attribuisca a K il valore che gli compete all' istante considerato e nelle condizioni in cui si sperimenta.

Apparecchi adoperati.

a) *Condensatore ad aria.* — L' apparecchio principale di cui mi sono servito in queste ricerche è quello che io finora ho chiamato semplicemente condensatore ad aria ed è rappresentato dalla fig. 1. Le sue armature sono costituite da un sottile strato di argento depositato nella parte centrale di due lastre piane di vetro A B C D, A' B' C' D'.

Queste son tenute alla opportuna distanza (di 4 cm. circa) mediante due strisce di vetro verticali A B A' B', C D C' D', e quattro tiranti di ottone forniti di dadi a vite negli estremi e attraversanti le lastre principali. Tra il vetro e ciascuno dei dadi sono state impegnate delle lastrine di ottone delle quali le superiori servono a tener fissa una striscia di vetro BCB'C' portante un tubo t con sospensione bifilare e le inferiori servono per fermare tutto l' apparecchio su una base orizzontale di ebanite fornita di viti a livello.

Delle due pagine di ciascuna lastra principale di vetro, quella argentata è l' interna; ognuna di esse comunica con un serrafilo (E, F) fissato alla base di ebanite.

La parte mobile dell' apparecchio, rappresentata dalla fig. 2 veniva per l' uncino D appesa al filo di bozzolo della

sospensione bifilare e poi, attraverso il tubo t, veniva introdotta fra le due lastre argentate. Come è stato già ac-

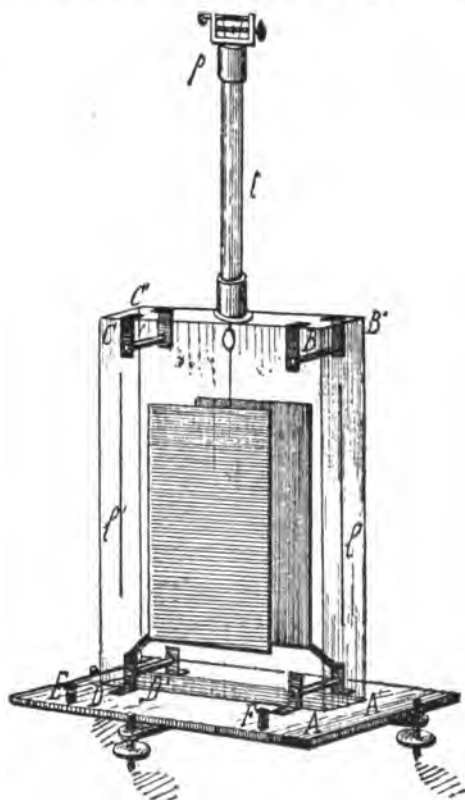



Fig. 1. Fig. 2.

cennato, detta parte mobile è costituita essenzialmente da un cilindro a sezione ellittica fatto con il coibente da esaminare; esso viene impegnato in un morsetto di ebanite al quale è unito rigidamente uno specchietto e l' uncino D.

Il punto più delicato di tutto l' apparecchio sta nella costruzione della parte compresa tra l' uncino e il cilindro B A: una dissimetria della medesima rispetto all' asse di rotazione darebbe origine, sotto l' azione del campo elettrico, ad una coppia indipendente da quella dovuta al cilindro da esaminare. Per la stessa ragione bisogna che il tratto (di bronzo) che congiunge il morsetto allo specchietto sia sufficiente-

mente lungo, per non venire incluso nel campo del condensatore ad aria.

Conviene inoltre che il cilindro coibente sia equidistante dalle due armature del condensatore ad aria. A tal uopo io avevo segnato sulle due strisce di vetro laterali A B A′ B′, C D C′ D′ due linee di fede $l\,l'$ determinanti un piano parallelo alle due armature ed equidistante dalle medesime; traguardando tra le medesime mi potevo assicurare facilmente volta per volta se l'asse del cilindro fosse o no contenuto in tal piano. Ho verificato che, senza il cilindro coibente, l'insieme costituito dal morsetto e dallo specchio non subiva che una deviazione addirittura trascurabile sotto l'azione del campo; mi sono quindi risparmiato di aggiungere, come era mia intenzione, degli schermi diretti ad evitare detta azione perturbatrice.

Allo scopo di evitare successive e dannose riflessioni, sulle lastre di vetro, del fascio di raggi che mi servivano per la registrazione fotografica, ho praticato due fori (non disegnati nella fig. 1) nelle due lastre attraverso le quali passavano i raggi incidenti sullo specchietto, e i riflessi. Per la stessa ragione ho scartato gli specchietti di vetro preferendone uno piano di acciaio.

La sezione dei cilindri coibenti è rappresentata quasi al naturale dalla fig. 3. Per la costruzione dei medesimi ho cominciato col disegnare un'ellisse di grandi dimensioni in un foglio di carta e l'ho poi ridotta fotograficamente alle dimensioni della figura. Indi ho fatto costruire un ferro da pialla, col quale, fu inciso su una lastra piana di ferro lunga 20 cm., un solco la cui sezione era una fedele riproduzione della semiellisse A C B. Divisa la lastra in due pezzi di 10 cm. ciascuna, con opportune caviglie ho reso l'uno adattabile sull'altro in modo che volta per volta, colandovi il coibente già fuso, ne avessi ricavato dei cilindri lunghi 10 cm. e di sezione perfettamente ellittica. Così mi sono costruito un gran numero di cilindri di zolfo, di paraffina e di un miscuglio di paraffina con ferro porfirizzato.

A
C D
B

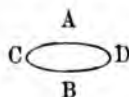



Fig. 3.

b) *Produzione del campo elettrico.* — Nelle pro
liminari io riunivo in quantità il condensatore ad ar
una grossa batteria di bottiglie di Leyda ben isolate
qualche precauzione, caricando il tutto con una macchi
trostatica riuscivo a mantenere una differenza di po
discretamente costante fra le armature del condensat
aria. Poscia ho adoperato una batteria di mille piccol
mulatori esistente in questo Istituto di fisica; e se
ho dovuto limitarmi a sperimentare con potenziali
lunga più bassi di quelli che avrei potuto ottenere con
china elettrostatica, ho conseguito in compenso il gran
vantaggio di una quasi perfetta stabilità di potenzia
resto, avendo a bella posta dato al dielettrico la fo
cilindro a sezione ellittica, ho potuto avvicinare l'una
tra le due lastre del condensatore fino alla mutua d
di 4 cm.; i campi elettrostatici così ottenuti erano suff
mente intensi per le mie esperienze.

Generalmente gli accumulatori venivano levati d
qualche ora prima che io avessi cominciato le esp
Un elettrometro indicava permanentemente il potenzi
quale sperimentavo.

Delle lastre del condensatore ad aria (vedi fig.
era unita permanentemente ad un polo della batteria d
mulatori, l'altra, mediante una chiave di scarica C,
essere riunita o con la prima lastra del condensatore
l'altro polo della pila. Nel primo caso il campo e
nell'interno del condensatore era nullo; nel second
esso era

$$F = \frac{V_1 - V_2}{d}$$

dove $V_1 - V_2$ era la differenza di potenziale indicata da
trometro e d la distanza fra le lastre del condensa
aria.

c) *Registrazione fotografica.* — Come è stato già
nato, i movimenti del cilindro venivano registrati fo
camente.

A tal uopo illuminavo, con la luce proveniente da un eliostato di Silbermann, uno schermo forato in a, (fig. 4); i raggi uscenti dal medesimo venivano raccolti da una lente à lungo fuoco, donde convergevano, dopo aver subito una riflessione sullo specchietto, in un determinato punto dove si formava l' immagine coniugata del foro a.

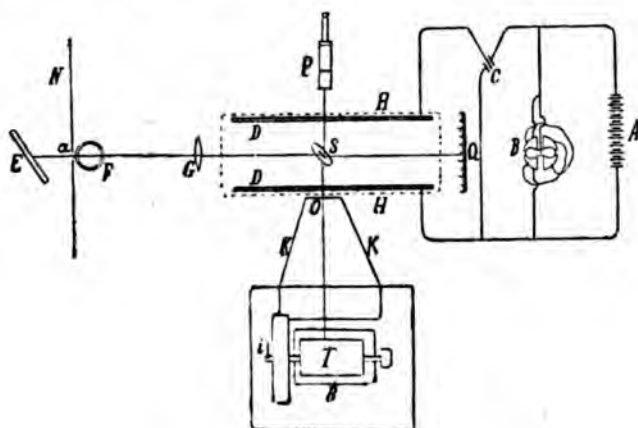



Fig. 4.

A *Batteria di 1000 accumulatori* — B *elettrometro* — C *tasto commutatore* — D D *condensatore ad aria* — E *eliostatato* — F *interruttore elettromagnetico del raggio di luce* — G *lente* — H H *prima camera oscura* — K K *seconda camera oscura* — N *diaframma forato* — O *otturatore* — P *e* Q *cannocchiale e scala per la lettura diretta* — T *tamburo rotante* — i *indice fisso all' asse del tamburo* — R *scatola proteggente il tamburo dalla luce esterna.*

Quest' ultima, non ostante la sua distanza considerevole dallo specchietto (circa 1 metro), in virtù delle precauzioni sopra indicate, riusciva tanto netta, che presentava veramente l' aspetto di un punto brillante, il quale per il movimento del dielettrico, descriveva un segmento orizzontale movendosi lungo una generatrice di un tamburo rotante T. Durante le esperienze, sul tamburo, protetto dalla luce esterna mediante una scatola cilindrica di zinco, stava avvolto un foglio di carta al bromuro di argento; due apposite camere oscure, una interposta fra il cilindro e lo specchietto, e l'altra contenente il con-

densatore ad aria, mi permettevano di fare la registrazione fotografica, senza bisogno di tenere al buio la stanza nella quale sperimentavo.

Lo specchietto S era speculare da ambedue le faccie. Sopra una di esse batteva il raggio che serviva per la registrazione fotografica; l' altra faccia mi permetteva di sorvegliare l' andamento dei fenomeni, per lettura diretta con cannocchiale e scala. Queste letture venivano fatte nel tempo in cui, essendo stato chiuso l' otturatore O, veniva temporaneamente, sospesa la registrazione fotografica.

Il tamburo T era mosso da un congegno di orologeria e l' asse del medesimo, facente quasi un giro per minuto primo, portava un indice che si muoveva di fronte a un cerchio graduato; guardando questo indice, io accennavo alla persona che mi aiutava nelle esperienze di aprire e chiudere l' otturatore O, quando giudicavo che il tamburo si trovasse nella posizione più opportuna. Cosi potevo di tratto in tratto sospendere la registrazione fotografica, senza pericolo che i successivi rami di curva si intrecciassero l'uno con l'altro (vedi grafiche). Questo semplice artifizio mi ha permesso di prolungare a mio arbitrio la durata di ogni registrazione fotografica.

d) *Registrazione del tempo.* — Nei primi istanti, in cui il coibente cominciava a muoversi, mi occorreva conoscere il tempo, corrispondente alle varie posizioni del raggio riflesso, con maggior precisione di quella che poteva aversi mediante la misura delle ascisse delle curve fotografate. A tal fine, mediante un motorino elettrico F, posto nel tragitto dei raggi luminosi, interrompevo periodicamente l' azione dei raggi suddetti. Cosi il tempo, trascorso tra due qualunque deviazioni, riusciva proporzionale al numero di interruzioni che presentava la curva tra quelle due deviazioni.

Teoria del metodo.

Diciamo due parole per mostrare come dall'esame, delle grafiche ottenute nella maniera sopra descritta, si dedu-

ceva quale era stato l'andamento della polarizzazione del coibente.

Anzitutto è facile vedere che se

$$F = \frac{V_1 - V_2}{d}$$

rappresenta il campo esterno, I l'intensità di polarizzazione che per effetto di questo campo assume il coibente ed ω l'angolo che forma la direzione di I con quella di F, la coppia tendente a far rotare il cilindro ha per momento

$$M = - F I v \,\text{sen}\, \omega$$

dove v è il volume del coibente.

Infatti abbiamo già visto che per azione del campo esterno si formano delle cariche indotte sulla superficie del coibente. Sopra ogni elemento dS di superficie si troverà quindi applicata una forza elementare

$$F \sigma d S$$

dove σ rappresenta la densità delle cariche indotte e quindi per la (5) di pag. 318 è data da

$$\sigma = \alpha \cos(n x) + \beta \cos(n y) + \Phi) + \gamma \cos(n z)$$

dove α, β, γ sono le componenti della polarizzazione secondo gli assi coordinati. Nel caso di un ellissoide o cilindro a sezione ellittica è noto che il coibente si polarizza uniforme-

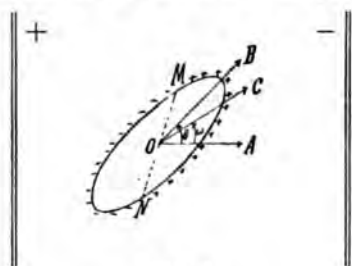



Fig. 5.

mente. Se OC è la direzione di questa polarizzazione (fig. 5) il piano diametrale MN coniugato ad OC divide il cilindro in

due parti, una delle quali — quella rivolta verso l'armatura negativa — si presenta elettrizzata positivamente e l'altra negativamente. Perciò il cilindro viene sollecitato dal campo esterno diretto secondo OA a rotare intorno al proprio asse. Ci conviene scegliere nel seguente modo la posizione degli assi coordinati: l'origine nel centro del cilindro, l'asse delle z coincidente con l'asse del cilindro, l'asse delle x avente la stessa direzione del campo F e l'asse delle y, per conseguenza, diretto secondo la perpendicolare alle due suddette direzioni.

Il momento M di rotazione di quelle forze rispetto all'asse del cilindro si trova molto facilmente: in generale il momento di una forza (X, Y, Z) rispetto all'asse delle z è

$$x\,\mathrm{Y} - y\,\mathrm{X}$$

dove x, y, z sono le coordinate del punto di applicazione della forza. Nel nostro caso ciascuna forza elementare ha per componenti $\mathrm{F}\sigma d\mathrm{S}, o, o$ e quindi per M si ha

$$\mathrm{M} = -\mathrm{F}\int \sigma\, y\, d\,\mathrm{S} =$$

$$= -\mathrm{F}\int \left\{ y\,\alpha \cos(n\,x) + y\,\beta\cos(n\,y) + y\,\gamma\cos(n\,z) \right\} d\,\mathrm{S}$$

e per il teorema di analisi citato a pag. 317 si ha

$$\mathrm{M} = \mathrm{F}\int \left\{ \frac{\partial\,(y\,\alpha)}{\partial x} + \frac{\partial\,(y\,\beta)}{\partial\,y} + \frac{\partial\,(y\,\gamma)}{\partial z} \right\} d\,v =$$

$$= \mathrm{F}\int \left\{ \frac{\partial\,\alpha}{\partial x} + \frac{\partial\beta}{\partial y} + \frac{\partial\gamma}{\partial z} \right\} y\,d\,v + \mathrm{F}\int \beta\,d\,v$$

e poichè

$$\frac{\partial\,\alpha}{\partial x} + \frac{\partial\beta}{\partial y} + \frac{\partial\,\gamma}{\partial z} = 0$$

resta

$$\mathrm{M} = \mathrm{F}\int \beta\,d\,v\,.$$

dove v è il volume del coibente.

Essendo

$$\beta = \mathrm{I} \operatorname{sen} \omega ,$$

l' ultima formula dimostra senz' altro il nostro enunciato.

Costantemente regolavo in tal guisa la sensibilità della bilancia bifilare che per una rotazione del cilindro di due o tre gradi la forza direttrice della sospensione facesse equilibrio alle forze elettriche. Per una si piccola rotazione si può ritenere che il momento di torsione dovuto alla sospensione bifilare sia proporzionale all' angolo φ di cui ruota il cilindro o anche allo spostamento corrispondente x dell' immagine luminosa sulla carta sensibile. Per l' equilibrio si deve quindi avere

$$\mathrm{F} \beta v = \mathrm{C} \phi$$

dove C è la costante della sospensione bifilare e φ la rotazione subita dal cilindro. Però l' ago non raggiunge la sua nuova posizione di equilibrio, se non dopo una lunga serie di oscillazioni. Bisogna quindi tener conto delle forze di inerzia e, chiamando K il momento di inerzia del cilindro, sostituire all' equazione precedente l'altra

$$\mathrm{K} \frac{d^2 \phi}{dt^2} + \mathrm{C} \phi = \mathrm{F} \beta v .$$

Ricordando che φ può ritenersi proporzionale ad x le precedenti equazioni possono anche mettersi sotto la forma

$$\beta = \mathrm{C}_1 x \qquad \text{(per l' equilibrio)} \tag{4}$$

$$\beta = \mathrm{C}_1 \left\{ x + \lambda^2 \frac{d^2 x}{dt^2} \right\} \qquad \text{(durante il moto)} \tag{5}$$

ove C_1 e λ^2 rappresentano due coefficienti costanti.

Ora io chiamo *deviazione corretta quella che corrisponderebbe alla vera se, restando ferme tutte le altre condizioni, fossero nulle le forze di inerzia.* Ciò equivale a dire che se si indica con x' la deviazione corretta, noi stabiliamo di sostituire alla (5) la relazione

$$\beta = \mathrm{C}_1 x' \tag{6}$$

la quale confrontata colla (5) dà

$$x' = x + \lambda_2 \frac{d^2 x}{dt^2} . \tag{7}$$

Questa formula come sarà indicato nella nota B ci servirà per il calcolo effettivo della deviazione corretta in base alle sole letture che si possono fare sulle grafiche. Intanto quanto precede autorizza con la (6) a dire che *la polarizzazione* β *si può ad ogni istante ritenere proporzionale alla deviazione corretta.*

Esperienze.

Le singole esperienze venivano condotte nel modo seguente: fissato il cilindro coibente al morsetto di ebanite (fig. 2) introducevo la parte A B nella forma di ferro, la quale presentava l' aspetto di un prisma a sezione rettangolare avente due facce parallele all' asse maggiore di una sezione retta del cilindro. Su una di queste facce attaccavo una striscia di vetro da specchio e facendovi cadere un fascio di luce solare mi riusciva facile disporre parallelamente alla medesima anche lo specchietto S unito al cilindro. Allora introducevo questo attraverso il tubo *t* (fig. 1) nel campo del condensatore ad aria; indi giravo dolcemente il pezzo *p* reggente la sospensione, fino a quando col cannocchiale e scala di cui si è parlato a pag. 324, giudicavo che il piano dello specchietto facesse con le due lastre la prestabilita inclinazione di 45°. Mi assicuravo come è stato detto a pag. 321, che l' asse del cilindro fosse equidistante dalle due armature del condensatore ad aria.

Allora, regolando la distanza dei fili di bozzolo reggenti la sospensione, cercavo di ottenere la sensibilità più conveniente, quella cioè per la quale, sotto l' azione del campo si otteneva una deviazione di 2 o 3 gradi.

Ottenute queste condizioni procedevo alla registrazione fotografica il che comprendeva le seguenti operazioni:

1). Infilare il tamburo T con la carta sensibile nell'asse del congegno di orologeria e scoprire quella generatrice,

della scatola protettrice R, per la quale dovevano entrare i raggi impressionanti.

2). Mettere in moto detto congegno, l'interruttore periodico del raggio e l'eliostato.

3). Segnare l'indicazione dell'elettrometro B.

4). Aprire l'otturatore O e dopo qualche secondo mediante il commutatore C mettere le armature del condensatore coi poli della batteria di accumulatori.

5). Dopo mezzo giro del tamburo (indicazione che veniva fornita dall'indice *i*) chiudere l'otturatore O.

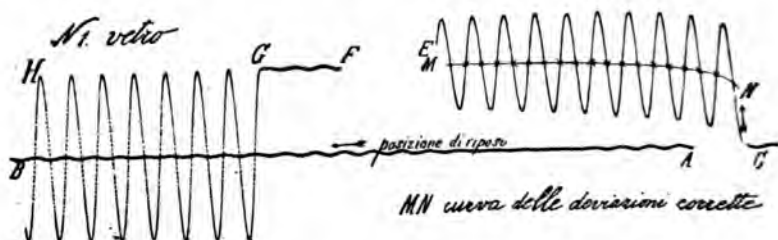
6. Lasciare sospesa la registrazione fotografica fino a quando l'ago non avesse cessato d'oscillare e finalmente riaprire l'otturatore O.

In alcune esperienze (vedi grafiche N. 1 e 2) prima di chiudere definitivamente l'otturatore O, levavo improvvisamente le comunicazioni con gli accumulatori e riunivo in corto circuito le due armature D D. Allora sparivano insieme col campo le forze tendenti a far orientare il cilindro e non potevo avere quindi nessun indizio riguardo alla persistenza delle cariche indotte dopo tolto il campo. Però la registrazione di questo movimento mi è stata utile perchè mi ha fornito il criterio sperimentale più sicuro riguardo all'errore probabile nella determinazione delle deviazioni corrette. Quest'errore è generalmente minore del 2 °/₀₀.

In altre esperienze (vedi grafica N. 13 e 14) ho fatto per così dire una registrazione frazionata; cioè tra l'operazione N. 5 e N. 6 aprivo per pochi secondi l'otturatore O, ogni volta che il tamburo, dopo quasi un giro completo, ritornava nella posizione in cui era stata sospesa la registrazione.

Ciascuna grafica, dopo sviluppata, e disseccata veniva rimessa nel tamburo il quale, mercè un apposito sostegno, veniva posto sotto l'oculare di una macchina a dividere. Si determinavano così con molta approssimazione i valori della deviazione x corrispondente ad ogni istante.

Vetro. — Per la confezione dei cilindri di vetro mi sono rivolto alla vetreria Marconi di Pisa. Essi erano stati ridotti molto fedelmente nella forma e dimensione richie-

ste mediante ruote a smeriglio. Una delle grafiche ottenute col vetro è la seguente riprodotta per zincografia a $^1/_4$ del vero. Il tratto C D corrisponde alla posizione di riposo del cilindro; esso è la continuazione del tratto A B che segna la

posizione di riposo per quasi un giro completo del tamburo. Esso dovrebbe essere rettilineo; però la non assoluta stabilità del pavimento nel locale dove io avevo trovato conveniente fare le mie esperienze, facevano si che il cilindro non fosse mai in perfetta quiete, il che rendeva leggermente sinuoso il tratto B A C. Si capisce che dette sinuosità non devono avere influenza sensibile sulla deviazione corretta; e ciò riuscì del resto confermato sperimentalmente; quindi mi sono risparmiato di complicare la mia disposizione sperimentale aggiungendovi una qualsiasi dei noti congegni diretti ad evitare i movimenti dovuti alla poca stabilità del suolo.

La sinusoide C E rappresenta il movimento del cilindro dopo che le armature del condensatore vennero messe in comunicazione con soli 800 elementi della batteria di accumulatori. L'ampiezza delle oscillazioni, come ben si vede, si restringe continuamente e avendo sospeso per 10 minuti la registrazione fotografica detta ampiezza si era già ridotta a zero, come risulta dal tratto F G. La sinusoide successiva G H rappresenta il movimento del cilindro (movimento per inerzia) dopo tolte le comunicazioni cogli accumulatori. Col metodo che sarà indicato a pag. 325 sono stati calcolati gli spostamenti corretti che in seguito sono stati marcati nella grafica col segno (*) e riuniti con una curva continua. Si vede che questa curva si innalza in principio molto rapidamente e poi si tende assintoticamente a confondersi con una retta parallela alla A B.

Dopo aver ottenuto la grafica superiore ne ho fatta un'altra nelle identiche condizioni e la grafica N. 2 così ottenuta è risultata uguale alla precedente, tanto che sovrapposti convenientemente i due fogli l' uno sull' altro e osservate le due curve, esse si coprivano quasi perfettamente.

Questo dimostra evidentemente che in tali esperienze riuscivano effettivamente eliminate le cause accidentali capaci di modificare da un momento all'altro l'andamento dei fenomeni.

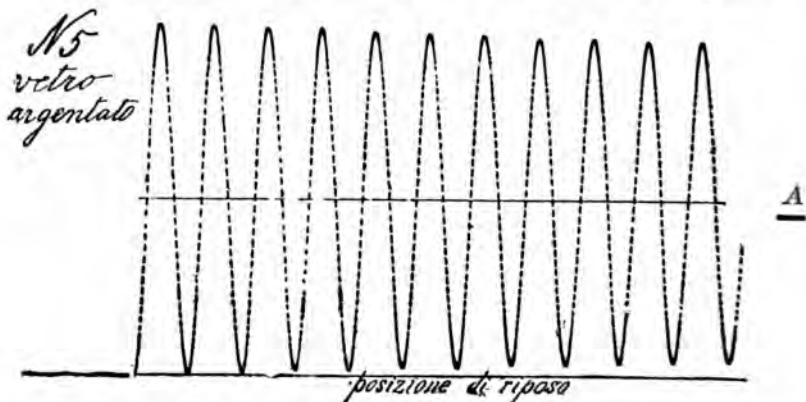
Nella Tabella I sono riferiti i resultati delle misure eseguite sulla grafica. Sia dai numeri che danno le successive deviazioni corrette che dall' aspetto stesso della grafica si può subito notare che *la polarizzazione del vetro* (e in generale lo stesso avverrà anche per tutti gli altri coibenti), *parte da un determinato valore che esso assume istantaneamente fin dai primi istanti in cui vien creato il campo elettrico intorno al vetro; in seguito questo valore aumenta tendendo asintoticamente ad un massimo.*

Queste esperienze vennero fatte in giornate asciutte (30 Agosto 1901 dalle 13^h alle 16^h) dopo che il vetro era stato accuratamente lavato con alcool assoluto; mi pareva quindi poco probabile ammettere che l'aumento di polarizzazione sopra indicato avesse dovuto attribuirsi ad eventuali tracce di conducibilità superficiale nel vetro. Ad ogni modo per dissipare ogni dubbio in proposito, il cilindro fu lo stesso giorno verniciato con gomma lacca sciolta nell'alcool metilico. Fatta il giorno successivo una terza registrazione fotografica si ebbe una grafica identica alle prime due.

Effetti dovuti a convezione elettrica. — Nella grafica n. 1 il tratto F G, che dà la posizione del raggio luminoso dopo che era stata sospesa per parecchi minuti la registrazione fotografica dovrebbe essere la continuazione della curva MN. Mi aspettavo quindi che la sua distanza da AB fosse risultata uguale — se non leggermente superiore — a quella che il punto M ha dalla stessa AB. Le misure mi dimostrarono il contrario: il rapporto tra la prima e la seconda risultò $\frac{891}{906}$.

Di ciò io sul principio avevo attribuito la causa a qualche leggiera e inevitabile dispersione negli accumulatori. Per effetto della medesima dubitavo che il campo elettrico nell' interno del condensatore ad aria si abbassasse considerevolmente dal principio alla fine di ogni esperienza. I fatti mi assicurarono che ciò non avveniva.

D' altro canto in queste mie esperienze dovevano ben presentarsi fenomeni analoghi a quelli già studiati dal Prof. Righi [1]) sotto il titolo di « Penetrazione della carica nei coibenti »; doveva cioè avvenire attraverso all' aria un lento trasporto di cariche dalle armature del condensatore alla superficie del dielettrico mobile. Una tal convezione avrebbe avuto evidentemente l' effetto di neutralizzare le cariche indotte sul coibente e doveva quindi produrre una progressiva diminuzione nel valore della deviazione corretta. Per esaminare fino a qual punto ciò si verificava nelle mie esperienze, io ho coperto con una sottile foglia di argento lo stesso cilindro di vetro che mi era servito per le grafiche precedenti e, ridotta convenientemente la sensibilità della sospensione, ho proceduto come prima alla registrazione fotografica.

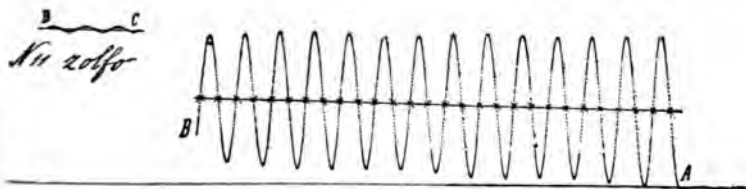
Evidentemente in tali condizioni le cariche indotte assumono quasi istantaneamente il loro valore definitivo, e, se

non avvenisse convezione attraverso l' aria, la deviazione corretta dovrebbe restare rigorosamente costante.

1) Nuovo Cimento, 1875.

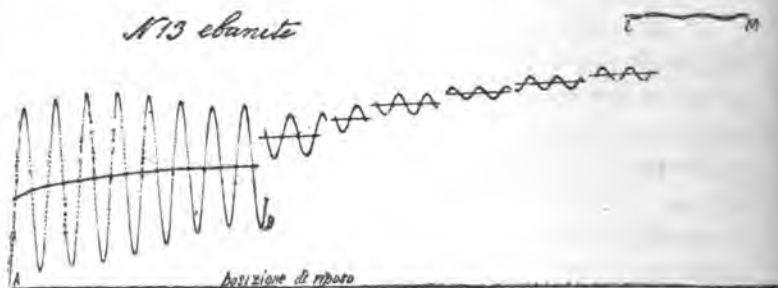
La grafica N. 5 così ottenuta contiene la porzione di curva corrispondente a 11 oscillazioni del cilindro, dopo le quali, fu interrotta per 17 minuti primi la registrazione fotografica. Passato quel tempo si erano perfettamente smorzati i movimenti del cilindro e il raggio luminoso si trovò in A.

Dalle misure fatte si ricavò che dal principio alla fine dell'esperienza la deviazione corretta era passata da 141,1 a 129,9. Ciò ammonta ad una diminuzione di deviazione nel rapporto di circa 0,5 % per minuto primo. Questa diminuzione è così piccola che io la trascurerò addirittura, quando l'intervallo di tempo non supera i 10 secondi.

Paraffina. — Avendo sostituito al precedente un cilindro di paraffina le deviazioni dello specchietto, a causa della piccolezza della costante dielettrica della sostanza, divennero così piccole che fu necessario accostare moltissimo i fili della sospensione bifilare e adoperare tutti i 1000 elementi della batteria di accumulatori, per avere sul foglio di carta sensibile deviazioni dello stesso ordine di grandezza delle precedenti. Questa è stata la sostanza nella quale il sistema mobile, sia per la sua leggerezza sia per la difficoltà di privare perfettamente di elettricità la paraffina, ha presentato movimenti più irregolari; ad ogni modo mi è risultato che la curva delle deviazioni corrette non presenta il successivo innalzamento che si è riscontrato nel vetro, cosicchè la grafica relativa a questa sostanza ha lo stesso aspetto della grafica 5. (vedi tabella IV).

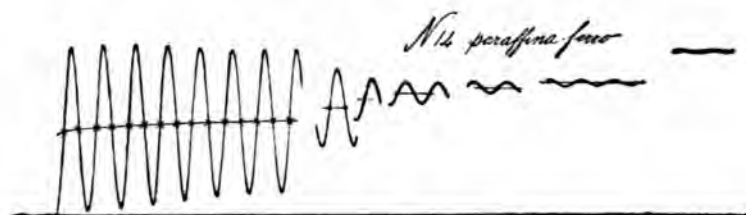
Zolfo. — Lo zolfo come si vede dalla grafica N. 11 e

dalla tabella III, presentò lo stesso fenomeno che si è osservato nel vetro, colla differenza che gli innalzamenti della

curva delle deviazioni corrette sono qui più lente. Mentre nel vetro la suddetta curva cominciava dopo poche oscillazioni del cilindro a confondersi con la retta delle posizioni di riposo, qui durante tutto il tempo in cui è durata la registrazione della sinusoide A B si vede continuamente crescere la deviazione corretta sino a raggiungere un valore superiore al doppio di quello iniziale come si rileva dal tratto C D che segna la posizione del raggio luminoso dopo che era stata sospesa per 6 minuti la registrazione.

Ebanite. — L'ebanite mostrò un contegno perfettamente analogo a quello dello zolfo. La grafica N. 13 che riproduco

relativa a questa sostanza è stata ottenuta, come è detto a pag. 329, *con registrazione frazionata* e mette nettamente in evidenza il successivo crescere della polarizzazione. La tabella IV dà le deviazioni corrette relative a questa sostanza.

Paraffina - ferro. — Per l' importanza che giustamente si deve attribuire alle impurità contenute nel dielettrico per la spiegazione della carica residua dei condensatori, ho voluto anche esaminare come si comportava un miscuglio fatto con 90 parti di paraffina 10 di ferro porfirizzato. Nelle proporzioni suddette la costante dielettrica del miscuglio è sempre dello stesso ordine di grandezza di quello della paraffina [1]). Invece il comparamento del miscuglio, per ciò che ri-

1) M. Pandolfi e V. Boccara trovarono (Nuovo Cimento 1890) per la paraffina pura $K = 2,350$ e per il miscuglio paraffina-ferro al 10 %, $K = 3,156$.

guarda il fenomeno da me studiato è ben diverso da quello della paraffina. In quell' ultima la polarizzazione prende e mantiene un valore costante; invece nel primo, come risulta

dalla grafica N. 14 e della tabella V, si ha il solito aumento di polarizzazione.

Risultati numerici. — Lo studio delle grafiche ottenute nel modo sopra descritto veniva da me fatto riavvolgendo le grafiche stesse sul tamburo del movimento di orologeria e mettendo il medesimo sotto il microscopio di una macchina a dividere, in maniera che l' asse del tamburo riuscisse parallelo alla vite della macchina. Prendendo come zero l' indicazione fornita da questo quando il reticolo del microscopio coincideva con la posizione di riposo segnata sulla grafica, leggevo i successivi massimi x_1 e minimi x_2 (fig. 6). La loro

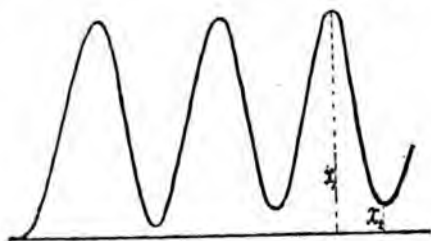



Fig. 6.

media, rappresenta la deviazione corretta durante la corrispondente semioscillazione del dielettrico, con un errore probabile inferiore al 2 ‰.

Più faticosa e meno approssimata riusciva la determinazione della deviazione corretta in prossimità dell' istante in cui il dielettrico cominciava a subire l' azione del campo

elettrico. Ivi la deviazione corretta veniva calcolata con la formula.

$$x' = x + \lambda^2 \frac{d^2x}{dt^2}. \tag{1}$$

che abbiamo stabilita a pag. 328.

La x veniva letta direttamente facendo coincidere con i successivi punti della grafica il reticolo del microscopio.

Per mostrare come procedevo nel calcolo del secondo termine, si indichi con Δt l'intervallo di tempo corrispondente ad un giro dell'interruttore.

Siano x, $x + \Delta x$ le deviazioni effettive corrispondenti agli istanti t e $t + \Delta t$; si ha

$$\Delta x = \left(\frac{dx}{dt}\right)_{t_1} \Delta t$$

dove la derivata è presa ad un istante t_1, certamente compreso nell'intervallo $(t, t + \Delta t)$. Scrivendo l'equazione analoga per l'intervallo di tempo successivo sottraendo membro a membro e indicando con $\Delta^2 x$ la differenza delle differenze si ha

$$\Delta x = \left\{ \left(\frac{dx}{dt}\right)_{t_2} - \left(\frac{dx}{dt}\right)_{t_1} \right\} \Delta t = \left(\frac{d^2x}{dt^2}\right)_{t'} \Delta t^2 ,$$

dove la derivata seconda è presa ad un istante certamente compreso tra l'intervallo $(t, t + 2\Delta t)$, Così abbiamo

$$\left(\frac{d^2x}{dt^2}\right)_{t'} = \frac{\Delta^2 x}{\Delta t^2}.$$

Sostituendo nella (1) si ha

$$x' = x + \left(\frac{\lambda}{\Delta t}\right)^2 \Delta^2 x . \tag{2}$$

Il fattore $\frac{\lambda}{\Delta t}$ si può determinare riferendoci ad uno degli ultimi rami delle grafiche e ammettendo che durante la registrazione di tale ramo l'aumento di polarizzazione sia trascurabile di fronte al valore stesso della polarizzazione;

ciò porta a ritenere che in quell' intervallo di tempo si sarebbe dovuto avere una deviazione corretta costante; indi chiamamola con x_m. Per quell' intervallo di tempo la (1) si metterà quindi sotto la forma

$$x_m = x + \lambda^2 \frac{d^2 x}{dt^2}$$

e integrando si ha

$$x - x_m = \mathrm{A} \operatorname{sen}\left(\frac{t}{\lambda} + \omega\right) \tag{3}$$

dove A ed ω sono due costanti di integrazione.

Indicando x_1 e x_2 il massimo e il minimo di x (fig. 6) si ha

$$x_1 - x_m = \mathrm{A}\ , \quad x_2 - x_m = -\mathrm{A}$$

e quindi

$$\mathrm{A} = \frac{x_1 - x_2}{2}\ , \quad \mathrm{X}_m = \frac{x_1 + x_2}{2}\ . \tag{4}$$

Leggiamo sulla grafica lo spostamento x_t corrispondente ad un istante t, poi quello $x_{t+n\Delta t}$ ottenuto dopo n intervalli Δt; si ha per la (4)

$$x_t - x_m = \mathrm{A} \operatorname{sen}\left(\frac{t}{\lambda} + \omega\right)$$

$$x_{t+n\Delta t} - x_m = \mathrm{A} \operatorname{sen}\left(\frac{t}{\lambda} + \frac{n\Delta t}{\lambda} + \omega\right)$$

$$\frac{t}{\lambda} + \omega = \operatorname{arcsen} \frac{x_t - x_m}{\mathrm{A}}$$

$$\frac{t}{\lambda} + \frac{n\Delta t}{\lambda} + \omega = \operatorname{arc\,sen} \frac{x_{t+n\Delta t} - x_m}{\mathrm{A}}$$

e sottraendo membro a membro le ultime due

$$\frac{n\Delta t}{\lambda} = \operatorname{arcsen} \frac{x_{t+n\Delta t} - x_m}{\mathrm{A}} - \operatorname{arcsen} \frac{x_t - x_m}{\mathrm{A}}$$

da cui finalmente

$$(5)\qquad \frac{\lambda}{\Delta t} = \frac{n}{\text{arc sen}\,\frac{x_{t+n\Delta t}-x_t}{A} - \text{arcsen}\,\frac{x_t - x_m}{A}}$$

dove x_t, $x_{t+n\Delta t}$, si leggono direttamente con misure sulle grafiche e così pure le x_m ed A definite dalle (4).

Colla (5) ho calcolato i valori di $\frac{\lambda}{\Delta t}$ per ciascuna delle grafiche su riferite; essi sostituiti nella (1) danno

Grafica N. 1 vetro . . . $x' = x + 75{,}7\,\Delta'' x$
» N. 7 paraffina . . $x' = x + 146{,}4\,\Delta'' x$
» N. 11 zolfo . . . $x' = x + 86{,}5\,\Delta'' x$
» N. 13 ebanite . . $x' = x + 69{,}4\,\Delta'' x$
» N. 14 paraff. ferro $x' = x + 64{,}0\,\Delta'' x$

dove $\Delta\, x$ rappresentano le differenze seconde delle deviazioni effettive lette a intervalli di tempo di durata uguale a quella di un giro del motorino interruttore del raggio di luce.

Le determinazioni fatte sopra diversi rami di una stessa grafica concordano con l' approssimazione del 2 %.

Con queste ultime formule fu calcolata la deviazione corretta che nelle tabelle seguenti è scritta nella linea $t = 0$ ed è seguita da un (?) perchè su di essa grava un errore probabile che può superare il 2 %.

TABELLA I. — *Vetro.*

$[t] = 0{,}24$ secondi.

Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette	Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette
0	—	—	61,1 (?)	23	141,98	37,02	89,5
1	127,82	—0,25	63,8	25	140,82	37,02	88,9
3	127,82	19,14	73,5	27	140,82	38,18	89,5
5	137,28	19,14	78,2	29	138,66	38,18	88,9
7	137,28	24,30	80,8	31	139,66	39,66	89,7
9	140,86	24,30	82,6	33	139,09	39,66	89,4
11	140,86	28,70	84,8	35	139,09	42,08	90,7
13	142,46	28,70	85,6				
15	142,46	32,47	87,5				
17	141,56	32,47	87,0				
19	141,56	36,18	88,9				
21	141,98	36,18	89,1	3000	90,13	88,14	89,1

TABELLA II. — *Paraffina.*

$[t] = 0,43$ secondi.

Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette	Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette
0			57,0 (?)	23	128,55	0,35	64,45
1	134,39	—4,95	64,72	25	126,31	0,35	63,33
3	134,39	—3,05	65,67	27	126,31	5.23	65,77
5	131,19	—3,05	64,07	29	121,75	5,23	63,49
7	131,19	0,19	65,69	31	121,75	8,07	64,91
9	130,11	0,19	65,15	33	120,77	8,07	64,42
11	130,11	—0,25	64,93	35	120,77	6,73	63,75
13	130,43	—0,25	65,09	37	121,87	6,73	64,30
15	130,43	—2,09	64,17				
17	130,19	—2,09	64,05				
19	130,19	1,19	65,69				
21	128,55	1,19	64,87	1500	67,33	59,63	63,48

TABELLA III. — *Zolfo.*

$[t] = 0,32$ secondi.

Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette	Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette
0	—	—	78,0 (?)	35	155,80	15,42	85,6
1	159,02	—1,40	78,8	37	157,50	15,42	86,5
3	159,02	—0,26	79,4	39	157,50	14,73	86,1
5	158,04	—0,26	78,9	41	158,98	14,73	86,8
7	158,04	3,96	81,0	43	158,98	15,35	87,2
9	156,16	3,96	80,1	45	158,44	15,35	86,9
11	156,16	7,38	81,8	47	158,44	18,52	88,5
13	155,73	7,38	81,5	49	155,78	18,52	87,1
15	155,73	8,82	82,3	51	155,78	22,04	88,9
17	158,74	8,82	83,8	53	154,91	22,04	88,5
19	158,74	7,02	82,9				
21	159,70	7,02	83,4				
23	159,70	8,21	83,9				
25	158,48	8,21	83,4				
27	158,48	12,14	85,3	1700	162,82	157,71	160,3
29	156,18	12,14	84,2		162,82	156,47	159,6
31	156,18	15,00	85,6		163,83	156,47	160,1
33	155,80	15,00	85,4				

Tabella IV. — *Ebanite.*

$[t] = 0{,}29$ secondi.

Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette	Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette
0	0	0	98,1(?)	250	187.72	153,68	170,70
1	183,94	1,02	92,48		187,72	157,14	172,73
3	183,94	17,58	100,76				
5	193,74	17,58	105,66				
7	193,74	21,30	107,52	360	196,10	172,62	184,36
9	198,48	21,30	109,89		196,10	174,38	185,24
11	198,48	24,74	111,61				
13	200,12	24,74	112,43	470	202,39	90,38	146,38
15	200,12	33,34	116,73		202,39	90,10	146,24
17	196,26	32,34	114,30				
19	196,26	42,74	119,5				
21	189,46	42,74	116,1	580	213,02	98,30	155,7
23	189,46	54,03	121,74		213,02	98,78	155,9
25	184,68	54,03	119,35				
27	184,68	60,10	122,39	690	221,90	106,64	164,27
29	186,82	60,10	123,06		221,90	106,74	164,32
140	176,68	130,84	153,76	2800	275,34	271,62	273,48
	176,68	132,00	154,34		275,34	271,66	273,5

Tabella V. — *Paraffina-ferro.*

$[t] = 0{,}30$ secondi.

Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette	Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette
0	0	0	85,4	130	153,76	72,56	113,16
1	175,76	—0,60	87,58				
3	175,76	5,10	90,43				
5	179,34	5,10	92,22	230	143,70	99,14	121,42
7	179,34	7,46	93,40				
9	179,70	7,46	93,58				
11	179,70	10,56	95,13	330	139,94	115,14	127,54
13	177,86	10,56	94,21				
15	177,86	15,44	96,65				
17	175,30	15,44	95,37	430	140,18	125,78	132,98
19	175,30	20,14	97,72				
21	173,74	20,14	96,94				
23	173,74	22,74	98.24	530	142,38	134,14	138,26
25	173,74	22,74	98.24				
27	173,74	24,18	98,96				
30	174,30	24,18	99,24	2000	172,50	169,46	170,98

La conducibilità nei coibenti.

Qualunque sia l'ipotesi che si voglia adottare, per spiegare tutti quanti i descritti fenomeni, è certo che nell'interno dei coibenti non può avvenire nessuna variazione dell'intensità di polarizzazione, se contemporaneamente non si ha ivi un movimento di elettricità; anzi come è noto, se α, β, γ rappresentano le componenti della polarizzazione e u, v, w quelle della corrente, si ha sempre

$$\left\{ \begin{array}{l} u = \frac{d\alpha}{dt} \\ v = \frac{d\beta}{dt} \\ w = \frac{d\gamma}{dt} \end{array} \right.$$

Ora nei buoni conduttori la corrente è proporzionale alla forza elettromotrice (legge di Ohm); oramai siamo tanto abituati a servirci di questa legge che essa ci sembra una legge naturale fissa non soggetta ad eccezioni. Non bisogna però dimenticare che a priori non esiste nessuna ragione che giustifichi tale convinzione: la suddetta legge deve puramente considerarsi come una legge sperimentale e quindi logicamente applicabile a quelle sole sostanze per le quali è stata riconosciuta valida.

Nei coibenti è bensì attendibile che dette correnti dipendano unicamente dalla forza elettromotrice; ma non c'è da meravigliarsi se si trova che la corrente non è proporzionale alla forza elettromotrice.

Noi supporremo che più generalmente la corrente sia funzione della forza elettromotrice e faremo vedere che supponendo detta funzione sviluppata in serie e considerando soltanto i primi due termini dello sviluppo si ottengono risultati tutti quanti in buona concordanza colle esperienze e che spiegano tutti i fenomeni oggi noti sul ritardo di polarizzazione dielettrica.

Detta u la densità della corrente e ξ la forza elettrica in un punto generico noi dunque porremo

$$u = a + b\xi \tag{1}$$

e intenderemo che u ξ varino col tempo mentre a e b siano costanti dipendenti solo dalla differenza di potenziale fissa della quale ci serviamo per produrre il campo elettrico.

Sappiamo inoltre che

$$u = \frac{d\alpha}{dt}.$$

Quanto alla forza elettrica ξ indichiamo con X il valore che essa avrebbe (forza polarizzante esterna) se il coibente restasse inattivo ossia se alla sua superficie non si formassero cariche indotte. Si sa che queste ultime producono nell' interno del coibente un campo che contrasta al preesistente X. Questo campo è proporzionale alle dette cariche indotte e quindi anche alla polarizzazione α del coibente ed è noto che si può porre sotto la forma

$$m\alpha$$

dove m è un coefficiente dipendente unicamente dalla forma geometrica del coibente. Si ha quindi

$$\xi = X - m\alpha .$$

In virtù di questa e della precedente uguaglianza la (1) diventa

$$\frac{d\alpha}{dt} = a + b\,X - b\,m\,\alpha = -\,b\,m\,(\alpha - A)$$

dove si è posto

$$A = \frac{a + b\,X}{b\,m} \tag{2}$$

La precedente equazione si può anche mettere sotto la forma

$$\frac{d(\alpha - A)}{dt} = -bm(\alpha - A)$$

e integrando si ha

$$\alpha - A = B\, e^{-bmt}. \tag{3}$$

Per semplicità abbiamo considerato sia della corrente che della polarizzazione le sole componenti secondo gli assi delle x; i ragionamenti sono un poco più complicati se si considerano simultaneamente le tre componenti ma conducono a risultati analoghi. Senza entrare in noiosi dettagli mi limito a dire che nel nostro caso la teoria stabilisce tra la deviazione corretta x' e il tempo t una relazione del tipo

$$x' = A + M\, e^{-\lambda t} + N\, e^{-\mu t}$$

e stabilisce inoltre che, nei primi istanti, l' ultimo termine di questa espressione è trascurabile di fronte agli altri. Perciò le deviazioni corrette dovrebbero, almeno durante il primo minuto primo, essere rappresentabili con l'equazione

$$x' = A + B\, 10^{-ct}.$$

I miei risultati confermarono assai bene detta formula: caso per caso ho preso per comodità come unità di tempo $[t]$ il quarto della durata di oscillazione di ciascun cilindro e le deviazioni risultarono esprimibili colle formule

Grafica N. 1 $x' = 89{,}08 - 29{,}73 \,.\, 10^{-0{,}0788t}$ $[t] = 0{,}24$ [sec].
Grafica N. 11 $x' = 121{,}88 - 43{,}88 \,.\, 10^{-0{,}002254t}$ $[t] = 0{,}32$ »
Grafica N. 13 $x' = 123{,}65 - 30{,}65 \,.\, 10^{-0{,}03689t}$ $[t] = 0{,}29$ »
Grafica N. 14 $x' = 98{,}42 - 13{,}02 \,.\, 10^{-0{,}05429t}$ $[t] = 0{,}30$ »

accanto alle quali abbiamo scritto il valore espresso in secondi della unità di tempo adottata $\left(= \frac{1}{4}\right.$ della durata di oscillazione del cilindro $\left.\right)$.

TABELLA VI.

Confronto delle deviazioni osservate con quelle calcolate.

Tempi	*Grafica N. 1* Vetro		*Grafica N. 13* Ebanite		*Grafica N. 11* Zolfo		*Grafica N. 14* Paraffina-Ferro	
	Osserv.	Calcol.	Osserv.	Calcol.	Osserv.	Calcol.	Osserv.	Calcol.
0	61,1 (?)	59,3	98,1 (?)	93,0	78,0	78,0	85,4	85,4
1	63,8	64,3	92,5	95,5	78,8	78,2	87,6	86,9
3	73,5	71,8	100,8	99,9	79,4	78,7	90,4	89,5
5	78,2	77,1	105,7	103,6	78,9	79,1	92,2	91,5
7	80,8	80,7	107,5	106,7	81,0	79,6	93,4	93,0
9	82,6	83,2	109,9	109,4	80,1	80,0	93,6	94.2
11	84,8	85,0	111,6	111,6	81,8	80,4	95,1	95,1
13	85,6	86,3	112,4	113,5	81,5	80,9	94,2	95,9
15	87,5	87,1	116,7	115,1	82,3	81,3	96,6	96,4
17	87,0	87,7	114,3	116,4	83,8	81,7	95,4	96,9
19	88,9	88,1	119,5	117,5	82,9	82,1	97,7	97,2
21	89,1	88,4	116,1	118,5	83,4	82,5	96,9	97,5
23	89,5	88,6	121,7	119,2	83,9	82,9	98,2	97,7
25	88,9	88,7	119,4	119,9	83,3	83,3	98,2	97,9
27	89,5	88,8	122,4	120,5	85,3	83,7	99,0	98,0
29	88,9	88,9	123,0	121,0	84,2	84,1	99,2	98,1
31	89,7	88,8			85,6	84,5		
33	89,4	89,0			85,4	84.9		
35	90,7	89,0			85,6	85,3		
37					86,5	85,7		
39					86,1	86,0		
41					86,8	86,4		
43					87,2	86,8		
45					86,9	87,1		
47					88,5	87,5		
49					87,1	87,8		
51					88,9	88,2		
53					88,5	88,5		

Se si osserva l'andamento dei numeri posti sotto la colonna deviazioni osservate si è condotti ad ammettere che inevitabili cause di errore abbiano notevolmente influito sulla cifra dei decimi. Perciò io credo che la (3) debba rappresentare l'andamento della polarizzazione con maggiore approssimazione di quella che appare dal precedente prospetto e che del resto è già molto soddisfacente [1]).

1) La differenza tra i valori osservati e quelli calcolati come si vede è generalmente inferiore all' 1 %. Fanno eccezione i numeri corrispondenti al

Inversamente è facile verificare che se la polarizzazione di un coibente segue la legge

$$\alpha = A + B\,10^{-ct}$$

le variazioni della medesima sono attribuibili ad una corrente u la quale sia legata alla forza elettromotrice ξ da una relazione del tipo (1) dove a e b sono costanti rispetto al tempo.

Resta quindi solo ad esaminare come dipendono dette costanti dalle condizioni in cui si sperimenta e in particolare, dalla differenza di potenziale della quale ci serviamo per produrre il campo. A tal uopo io ho ripetuto con diversi potenziali le mie esperienze lasciando costanti per una stessa sostanza le condizioni di sensibilità del mio apparecchio (fig. 1); con cannocchiale e scala notavo la deviazione finale che assumeva il cilindro dopo che era trascorso il tempo necessario perchè detta deviazione fosse diventata stazionaria.

TABELLA VII.

Sostanza	δ = dev. eletrom.	x = dev. cilindro	$x : \delta$
Vetro	26,2	72,1	2,02
	21,9	44,4	2,03
	12,4	25,0	2,02
Zolfo	34,6	79,9	2,32
	21,2	48,8	2,30
	17,3	40,0	2,31
Ebanite	33,0	63,8	1,93
	20,7	37,9	1,91
Paraffina	33,4	46,8	1,40
	22,6	31,7	1,40
	16,4	22,8	1,39

tempo $t=0$; ma se si pensa che i valori osservati sono alquanto incerti per le grandi difficoltà sperimentali che si presentavano nella loro determinazione si deve riconoscere sufficiente anche in questo caso la concordanza tra i valori osservati e quelli calcolati.

Riporto qui alcuni dei risultati che ho ottenuto sperimentando in tal guisa e teneudo conto degli effetti dovuti a convezione elettrica (vedi pag. 331).

I numeri della quarta colonna dimostrano che entro i limiti delle mie esperienze la polarizzazione definitiva, risultava proporzionale al campo polarizzante. D'altra parte questa polarizzazione definitiva (vedi pag. 343) è misurata dalla costante A che comparisce nella (3).

Possiamo quindi porre

$$A = k X$$

k essendo una costante dipendente dalla natura della sostanza.

Identificando questo risultato con la (2) si trova che a è proporzionale ad X e b è indipendente da X.

Perciò possiamo anche dire che la corrente u e la forza elettromotrice nell'interno dei coibenti imperfetti sono legate dalla relazione

$$u = a' X + b \xi$$

dove X rappresenta il campo esterno e a' e b sono due costanti dipendenti dalla natura della sostanza e ξ il campo risultante da X e da quello dovuto alle cariche indotte che si formano sulla superficie del coibente.

Per $a' = 0$ si ricade nella ordinaria conducibilità.

Polarizzazione dielettrica in campi sinusoidali e in campi elettrostatici rotanti.

Nel precedente capitolo abbiamo veduto che durante il tempo in cui varia la polarizzazione dei coibenti ha luogo nei medesimi una corrente, la cui densità u' è legata alla forza elettromotrice effettiva ξ dalla relazione

$$u' = a' X + b \xi$$

dove X rappresenta il campo polarizzante (campo esterno) a' e b sono due costanti dipendenti dalla natura del coibente.

Per campi variabili ossia per campi nei quali X è una funzione di t, bisogna alla suddetta corrente di conduzione aggiungere la corrente di spostamento istantaneo u'', la quale si ritrova anche nei coibenti, la cui polarizzazione non varia col tempo; essa è data da [1])

$$u'' = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{d\xi}{dt}$$

dove ε rappresenta la costante dielettrica del coibente per campi rapidamente alternati.

La corrente totale in un coibente imperfetto risulta quindi data da

$$u = u' + u'' = a' X + b \xi + \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{d\xi}{dt}.$$

D'altra parte

$$u = \frac{d\alpha}{dt}, \quad \xi = X - m\alpha$$

dove α è la polarizzazione del coibente; sostituendo si ha

$$\frac{d\alpha}{dt} = a' X + b X - m b \alpha + \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{dX}{dt} - \frac{m\varepsilon}{4\pi} \frac{d\alpha}{dt}.$$

Ordinando rispetto ad α, questa equazione prende la forma

$$\frac{d\alpha}{dt} + \rho \alpha = h X + k \frac{dX}{dt}$$

dove si è posto per brevità

$$\left\{ \begin{aligned} \rho &= \frac{4\pi m b}{4\pi + m\varepsilon} \\ h &= \frac{4\pi (a' + b)}{4\pi + m\varepsilon} \\ k &= \frac{\varepsilon}{4\pi + m\varepsilon} \end{aligned} \right.$$

1) Cfr. Drude. Physik des Aethers, p. 318.

Essa si integra facilmente e dà

$$(4) \quad \alpha = (h - \rho k) e^{-\rho t} \int_0^t X e^{\rho t} d t + k X - e^{-\rho t} (k X + \text{cost}).$$

L' ultimo termine influisce su α solo nei primi momenti in cui viene creato il campo; a poco a poco esso diventa trascurabile e α assume un regime permanente che è quello corrispondente ad

$$\alpha = k X + Q e^{-\rho t} \int_0^t X e^{\rho t} d t$$

dove si è posto per semplicità

$$Q = h - \rho k .$$

Ci basterà nel seguito ritenere che Q dipende dalla natura e dalla forma del coibente in esame e che esso è nullo per i coibenti esenti da conducibilità per i quali si ha:

$$a' = b = 0 \qquad \text{e quindi} \qquad \rho = h = 0 .$$

Consideriamo qualche caso particolare:

Se X è costante si ritrova una formula del tipo della (3) del paragrafo precedente, formula che le nostre esperienze hanno perfettamente confermato.

Se il dielettrico fosse esente di conducibilità, cioè se fosse $Q = 0$, il coibente seguirebbe senza ritardo il campo esterno.

Nel caso generale si trova invece che la polarizzazione riesce accresciuta di un certo termine che chiamando t' la variabile di integrazione si può scrivere sotto la forma

$$q = Q e^{-\rho t} \int_0^t X e^{\rho t'} d t' = \int_0^t Q X e^{-\rho(t-t')} d t' .$$

Dunque *tutto procede come se ogni impulso elementare dovuto ad un campo esterno di una piccola durata* $\Delta t'$ *e*

corrispondente al tempo t' lasciasse un proprio contributo $QX\Delta t'$ *il quale poi svanisse lentamente ed asintoticamente come l' espressione*

$$e^{-\rho(t-t')}$$

ossia svanisse lentamente col crescere del tempo $(t-t')$ *trascorso dacchè era avvenuto l' impulso.* Ecco come colla nostra ipotesi si spiega facilmente quella proprietà dei dielettrici che in questi ultimi tempi è stata chiamata *isteresi-viscosa* o semplicemente *viscosità* dielettrica.

Fermiamoci un poco sul caso in cui il campo esterno varii con legge sinusoidale. Poniamo cioè

$$X = F \operatorname{sen} \omega t . \tag{5}$$

La (3) ci dà in questo caso

$$\alpha = k \operatorname{sen} \omega t + \frac{QF}{\rho^2 + \omega^2} \left\{ \rho \operatorname{sen} \omega t - \omega \cos \omega t \right\} + \frac{QF}{\rho^2 + \omega^2} \omega e^{-\rho t} .$$

L' ultimo termine svanisce dopo qualche tempo che si è stabilito il campo e, a regime permanente, si ha

$$\alpha = k F \operatorname{sen} \omega t + \frac{QF}{\rho^2 + \omega^2} \left\{ \rho \operatorname{sen} \omega t - \omega \cos \omega t \right\} . \tag{6}$$

Questa espressione si può anche mettere sotto la forma

$$\alpha = A \operatorname{sen} (\omega t - \theta)$$

la quale, confrontata colla (5), ci mostra che, *se un coibente viene messo in un campo elettrostatico sinusoidale, la polarizzazione assume anch' essa, dopo un tempo più o meno breve, andamento sinusoidale, con ugual frequenza del campo esterno, presenta però rispetto a questo un certo spostamento di fase* θ.

Se si considerano X ed α rispettivamente come ascissa ed ordinata di un punto mobile, si ottiene una curva la quale si chiude su se stessa e, a seconda dei diversi valori che può

assumere θ, presenterà una delle forme indicate nella fig. 7. Curve di tal natura sono state realmente constatate per la prima volta da Janet [1]) e indi da Beaulard e Mercanton [2]).

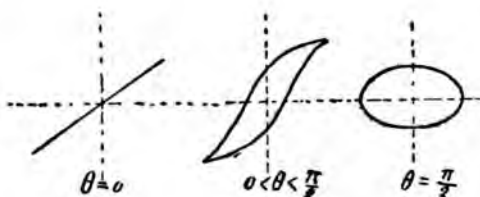



Fig. 7.

Come è noto, l' area di detta curva rappresenta l'energia che è stata dissipata nell'unità di volume del coibente durante un ciclo di polarizzazione. Questa area per le (5) e (6) riesce proporzionale al quadrato medio della differenza di potenziale che serve per la produzione del campo.

Ciò è pienamente d' accordo con le esperienze di Steimnetz, Friks, Benischke, Houllevigue colle quali è stata misurata direttamente l' energia dissipata sotto forma di calore nel dielettrico di un condensatore.

Precisamente le suddette formule ci dicono che l'energia svolta sotto forma di calore in un secondo è data da

$$W = \frac{Q F^2 \omega^2}{2(\rho^2 + \omega^2)}.$$

Questa espressione, oltrechè riuscire proporzionale al quadrato del potenziale, dipende ancora dalla frequenza, che vi compare implicitamente in

$$\omega = 2 \pi n.$$

1) Comptes Rendus, 116, 1892, pag. 373.

2) Beaulard, Journal de Physique 1900; Mercanton, Dissertation presentée à l' Université de Lausanne. Bisogna però osservare che le esperienze di Beaulard e quelle di Mercanton sono state fatte bensì con campi alternati ma non sinusoidali; perciò noi non ci potremo servire dei loro risultati per verificare le formule sopra stabilite.

Col crescere della frequenza, W cresce continuamente ed asintoticamente, tendendo per alte frequenze al limite

$$W' = \frac{1}{2} Q F .$$

Nel paragrafo successivo descriveremo delle esperienze che possono considerarsi come una conferma sperimentale di questi risultati.

Dai campi sinusoidali si può facilmente passare ai campi rotanti osservando che questi ultimi si possono considerare come dovuti alla composizione di due o più campi sinusoidali. Noi tratteremo questo caso indipendentemente dal precedente e verremo a risultati, i quali saranno poi da noi applicati sia agli ordinari campi elettrostatici rotanti, sia a quelli nei quali la direzione del campo, anzichè rotare di moto uniforme, ruota con moto vario qualunque.

Supponiamo che in un certo campo elettrostatico sia immerso un cilindro a sezione circolare girevole intorno al proprio asse [1]), e che la direzione del campo sia perpendicolare al detto asse.

Consideriamo una terna di assi cartesiani rigidamente unita al cilindro e avente l' asse del medesimo per asse delle z. Se chiamiamo θ l' angolo che ad ogni istante il campo elettrostatico fa con l' asse delle x ed F la grandezza del campo, le componenti del medesimo sono date da

$$(11) \qquad \begin{cases} X = F \cos\theta \\ Y = F \operatorname{sen}\theta \end{cases}$$

e dipendono entrambe dal tempo che è contenuto implicitamente in θ.

1) Cfr. Esperienze di Arnò, di Sella, di Threfall, di Schaufelberger a pag. 354 e seg.

Per la (7) le componenti di quella parte della polarizzazione dielettrica da noi rappresentata con q (vedi pag. 348) all' istante t' sono date da

$$(12)\qquad \begin{cases} \alpha = h\,F\cos\theta + Q\,F\,e^{-\rho t}\displaystyle\int_0^{t'} e^{\rho t}\cos\theta\,dt \\ \beta = h\,F\,\mathrm{sen}\,\theta + Q\,F\,e^{-\rho t}\displaystyle\int_0^{t'} e^{\rho t}\,\mathrm{sen}\,\theta\,dt \end{cases}$$

dove h e ρ sono due costanti dipendenti dalla natura del corpo considerato [1]).

Dalle precedenti formule si ha:

$$q_x = h\,\rho\,F_0\;e^{-\rho t'}\int_0^{t}\cos\theta\;e^{\rho t}\,dt$$

$$q_y = h\,\rho\,F_0\,e^{-\rho t'}\int_0^{t'}\mathrm{sen}\,\theta\;e^{\rho t}\,dt$$

Ora considerando i due integrali indefiniti

$$J = \int\cos\theta\;e^{\rho t}\;dt\,,\quad J' = \int\mathrm{sen}\,\theta\,e^{\rho t}\,dt$$

si ha integrando per parti

$$\int\cos\theta\;e^{\rho t}\,dt = \frac{e^{\rho t}}{\rho}\cos\theta + \frac{1}{\rho}\,\frac{d\theta}{dt}\int e^{\rho t}\,\mathrm{sen}\,\theta\,dt$$

$$\int\mathrm{sen}\,\theta\,e^{\rho t}\,dt = \frac{e^{\rho t}}{\rho}\,\mathrm{sen}\,\theta - \frac{1}{\rho}\,\frac{d\theta}{dt}\int e^{\rho t}\cos\theta\,dt$$

ossia ponendo

$$\frac{d\theta}{dt} = \theta'$$

(1) Altrove abbiamo detto che h e ρ dipendono anche dalla forma della sostanza.

si ha

$$\left\{ \begin{aligned} J &= \frac{e^{\rho t}}{\rho} \cos\theta + \frac{\theta'}{\rho} J' \\ J' &= \frac{e^{\rho}}{\rho} \operatorname{sen}\theta - \frac{\theta'}{\rho} J \end{aligned} \right.$$

e risolvendo rispetto ad J ed J' si ha

$$J = \int \cos\theta \, e^{\rho t} \, dt = \frac{e^{\rho t}}{\rho^2 + \theta'^2} \left\{ \theta' \operatorname{sen}\theta + \rho \cos\theta \right\}$$

$$J' = \int \operatorname{sen}\theta \, e^{\rho t} \, dt = \frac{e^{\rho t}}{\rho^2 + \theta'^2} \left\{ \rho \operatorname{sen}\theta - \theta' \cos\theta \right\}$$

Facendo la differenza dei valori della prima di queste espressioni per $t = t'$ e $t = 0$ e sostituendo nella prima delle (13) si ha finalmente

$$\alpha = k \, F \cos\theta + \frac{Q \, F}{\rho^2 + \theta'^2} \left\{ \theta' \operatorname{sen}\theta + \rho \cos\theta \right\} -$$

$$- \frac{Q \, F}{\rho^2 + \theta'^2} \left\{ \theta'_0 \operatorname{sen}\theta_0 + \rho \cos\theta_0 \right\} e^{-\rho t} .$$

L' ultimo termine, contenendo il fattore $e^{-\rho t}$, mostra che l' andamento della polarizzazione impiega un certo tempo ad assumere un regime permanente (vedi osservazione analoga fatta a pag. 348). Passato questo tempo più o meno corto si ha

$$(14) \qquad \left\{ \begin{aligned} & \alpha = k \, F \cos\theta + \frac{Q \, F}{\rho^2 + \theta'^2} \{ \theta' \operatorname{sen}\theta + \rho \cos\theta \} \\ & \text{e analogamente si troverebbe} \\ & \beta = k F \operatorname{sen}\theta + \frac{Q \, F}{\rho^2 + \theta'^2} \{ \rho \operatorname{sen}\theta - \theta' \cos\theta \} \end{aligned} \right.$$

La semplice ispezione di queste formule mostra che in generale la polarizzazione viscosa ($q_x \, q_y$) ha diversa direzione di quella che allo stesso istante presenta il campo. Ne segue che le cariche indotte le quali per effetto di detta polarizzazione si formeranno alla superficie del cilindro tende-

ranno generalmente a far rotare il cilindro e come ben sappiamo (vedi pag. 325) il momento M di rotazione è dato ad ogni istante da

$$M = - F I v \operatorname{sen} \omega$$

dove F ed I sono le grandezze rispettivamente del campo elettrostatico e della polarizzazione ed ω l'angolo formato dalle direzioni di queste due quantità vettoriali.

Ora si ha

$$F I \operatorname{sen} \omega = X \beta - Y \alpha$$

e per le (11) e (14) si ottiene

$$F I \operatorname{sen} \omega = - Q F^2 \frac{\theta'}{\rho^2 + \theta'^2}$$

e quindi il momento di rotazione M del cilindro è dato da

$$M = v Q F^2 \frac{\theta'}{\rho^2 + \theta'^2} \tag{15}$$

questa è appunto la formula alla quale noi volevamo pervenire.

Se il campo rota di moto uniforme si ha

$$\theta = \omega t$$

quindi

$$\theta' = \omega ,$$

essendosi chiamata ω la velocità angolare relativa tra il campo e il cilindro. Essa è legata alla frequenza dalla relazione

$$\omega = 2 \pi n .$$

In questo caso il cilindro sarà quindi sollecitato a rotare da una coppia il cui momento per la (15) è dato da

$$M = v Q F^2 \frac{\omega}{\rho^2 + \omega^2} \tag{16}$$

Rotazioni di questa natura sono state per la prima volta realizzate dall'Arnò. Prima di lui però il Felici aveva otte-

nuto rotazioni di tal genere. Egli osservò [1]) che se una lastrina della forma di un elettrometro a quadranti vien sospesa sopra un disco orizzontale di vetro. quando il disco vien posto in rotazione e l'ago viene elettrizzato, questo segue il movimento del disco come avviene nella nota esperienza di Arago tra un disco di rame e un ago magnetico.

Qui, inversamente a quanto avviene nelle esperienze di Arnò, era il campo esterno che seguiva la rotazione del coibente.

L'Arnò stesso che, per spiegar ciò, aveva insistentemente sostenuto l'ipotesi di un'isteresi dielettrica del genere di quella che si riscontra nel ferro fu poi condotto ad ammettere [2]) che si trattava invece di tutt'altro perchè, al contrario di quello che avrebbe dovuto verificarsi in base alla suddetta ipotesi, egli osservò che il momento di rotazione del cilindro coibente diminuiva col crescere della frequenza; il Prof. A. Sella trovò inoltre che con frequenze Hertziane non si osservano più dette rotazioni eccetto che invece di sperimentare con i migliori e più comuni coibenti (paraffina, zolfo....) si sperimenti con creta, gesso, carta compressa.... Queste esperienze, ancora inedite, fatte parecchi anni fa dal Prof. Sella e che egli gentilmente mi ha comunicate dietro richiesta, completano dei risultati analoghi ottenuti da R. Threlfall [3]) il quale si era limitato a sperimentare soltanto con l'ebanite. Noi faremo vedere che la nostra ipotesi sulla conducibilità dei coibenti e la conseguente formula (10) spiega tutte quante queste circostanze.

Perciò basta dare ad ω una successione di valori e si prendono i corrispondenti valori del momento M di rotazione come ordinate e quelli di ω come ascisse di un punto mobile.

La curva che così si ottiene (fig. 8) indica che la coppia di rotazione partendo dallo zero cresce con l'aumentare della frequenza, raggiunge un massimo per $\omega_1 = \rho$ indi decresce e tende asintoticamente a riannullarsi. La frequenza per la

1) Nuovo Cimento. 1876, pag. 73.
2) Nuovo Cimento. Vol. 5., pag. 54, 1897.
3) Physical Review. 1897.

quale la coppia di rotazione riesce massima è quindi tanto più alta quanto maggiore è quell'elemento (ρ) che si può considerare come misura della conducibilità della sostanza. Così si

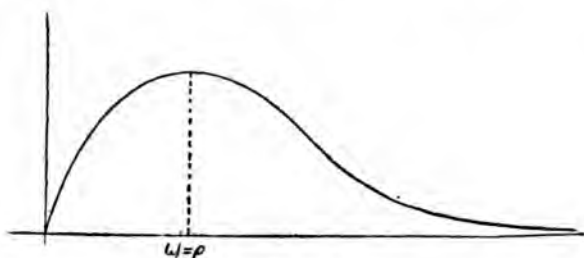



Fig. 8.

spiega perchè mentre nelle esperienze del Sella restavano immobili le sostanze zolfo, paraffina che generalmente si considerano come ottimi coibenti, si mettevano invece in rapida rotazione quelle leggermente conduttrici (carta, gesso indurito, creta compressa).

La suddetta curva spiega similmente i risultati analoghi ai precedenti del Sella ai quali è pervenuto Threfall e che si riferiscono a frequenze comprese tra quelle di Arnò e quelle del Sella.

Una più attenta osservazione mostra che tra la (16) e le esperienze c' è non soltanto concordanza qualitativa, per quello che riguarda la dipendenza del momento di rotazione dalla frequenza. In mancanza di più ricchi dati sperimentali mi limito a convalidare la mia opinione riferendomi unicamente alle poche esperienze di Arnò [1]), le quali sono state fatte con tre diverse frequenze sopra un cilindro cavo di carta paraffinata.

Nel quadro che qui viene riportato il significato delle lettere è il seguente:

B = induzione elettrostatica.

n = frequenza,

d = deviazione del cilindro (proporzionale al momento M di rotazione).

1) *Nuovo Cimento,* 1897, vol, 5, pag. 54.

TABELLA VIII.

		n	d	Valori calcolati
$B = 0,083$	1	44	$d_1 = 5,5$	—
	2	22	$d_2 = 9,5$	9,5
	3	11	$d_3 = 13,5$	12,3
$B = 1,818$	1	44	$d_4 = 59$	—
	2	22	$d_5 = 87$	87,2
	3	11	$d_6 = 129$	135.

Le esperienze 4, 5, 6 furono fatte in diverse condizioni di sensibilità di quelle in cui furono fatte le esperienze 1, 2, 3.

Se si prende, come pare conveniente,

$$\rho = 2\pi \, . \, 107$$

si possono calcolare i rapporti

$$\frac{d_1}{d_2}, \ \frac{d_1}{d_3}, \ \frac{d_4}{d_5}, \ \frac{d_4}{d_6}. \tag{17}$$

Allora prendendo per d_1 e d_4 il valore sperimentale ho trovato per d_2, d_3, d_5, d_6 i valori riportati nell' ultima colonna della precedente tabella. Se si osserva che il campo rotante era ottenuto mediante correnti alternate industriali le quali sono tutt'altro che sinusoidali come noi per semplicità abbiamo supposto, si vede che la concordanza tra i valori sperimentali e quelli calcolati è veramente soddisfacente.

Nel Politecnico di Zurigo il Dott. Schaufelberger [1]) mise in evidenza il ritardo di polarizzazine con una disposizione la quale potrebbe venire realizzata col mio apparecchio (fig. 1 pag. 320) sostituendovi al cilindro a sezione ellittica un cilindro a sezione circolare. Il cilindro, fatto rotare meccanicamente intorno al proprio asse e poi abbandonato a se stesso, acquista per inerzia un movimento oscillatorio che si smorza molto

1) *Inaugural Dissertaz.* Baden 1898.

lentamente. Se durante il movimento del cilindro le due armature del condensatore ad aria vengono poste in comunicazione con i poli di una batteria voltaica, lo smorzamento aumenta notevolmente.

Riferendoci alla formula

$$M = v h \rho F^2 \frac{\theta'}{\rho^2 + \theta'^2}$$

che abbiamo già stabilito a pag. 354 noi possiamo facilmente spiegare i suddetti risultati.

Qui $\theta' = \frac{d\theta}{dt}$ ha il significato di velocità angolare del cilindro.

Nel presente caso conviene osservare che essendo molto lunga la durata di oscillazione (superiore ai 5″) risulta approssimatamente θ' trascurabile di fronte a ρ e si ha

$$M = v h \rho F^2 \frac{\theta'}{\rho^2}$$

$$= \frac{v h F^2}{\rho} \frac{d\theta}{dt}.$$

Questo momento di rotazione essendo proporzionale alla velocità angolare del cilindro deve manifestarsi come smorzamento; se K è il momento di inerzia del corpo noi porremo per brevità

$$l = \frac{v h F^2}{2 \rho K}$$

ed osserviamo che i corrispondenti valori di $2l$ non sono altro che quelli che il Dott. Schaufelbergr riferisce sotto l' intestazione $\frac{\lambda}{T} - \frac{\lambda_0}{T_0}$, nelle tabelle riassumenti le sue misure di smorzamento.

Nella tabella IX sono riportate le misure suddette e l' ultima colonna dimostra che la proporzionalità tra l ed F^2 può grossolanamente ritenersi verificata.

SOSTANZA	P Potenziale in Volt	2l Coeff. di smorzamento	$\frac{2l}{P^2}$
(pag. 61) Paraffina (potenziale ascendente)	0^v	0	
	1059^v	27×10^{-5}	$2,43 \times 10^{-10}$
	1585^v	58×10^{-5}	$2,30 \times 10^{-10}$
	2113^v	96×10^{-5}	$2,15 \times 10^{-10}$
(pag. 62) Paraffina (potenziale discendente)	1055	24×10^{-5}	$2,16 \times 10^{-10}$
	1583	50×10^{-5}	$2,00 \times 10^{-10}$
	2116	84×10^{-5}	1.88×10^{-10}
	2656	130×10^{-5}	$1,84 \times 10^{-10}$
	2656	134×10^{-5}	$1,86 \times 10^{-10}$
(pag. 64) Gommalacca I serie	1578^v	2187×10^{-5}	$87,74 \times 10^{-10}$
	1051^v	951×10^{-5}	$86,10 \times 10^{-10}$
	256^v	258×10^{-5}	$93,24 \times 10^{-10}$
	0	0	
	525^v	216×10^{-5}	$78,36 \times 10^{-10}$
	1048^v	957×10^{-5}	$87,16 \times 10^{-10}$
	1573^v	2197×10^{-5}	$88,80 \times 10^{-10}$
(pag. 65) Gommalacca II serie	413^v	123×10^{-5}	$72,09 \times 10^{-10}$
	616^v	281×10^{-5}	$74,04 \times 10^{-10}$
	816^v	494×10^{-5}	$74,18 \times 10^{-10}$
	1028^v	798×10^{-5}	$75,54 \times 10^{-10}$
	1240^v	1024×10^{-5}	$78,30 \times 10^{-10}$

Le differenze (gia notate dallo Scaufelberger) tra le due serie con la gommalacca sono da attribuirsi (secondo Scauf) a tracce di umidità.

Senza addentrarci nei particolari si capisce adesso senz' altro da ciò che è stato detto a proposito delle esperienze del Sig. Schaufelberger, la ragione per la quale nella grafica N. 1 riesce smorzato il movimento rappresentato dalla sinusoide D E e non quello rappresentato dalla sinusoide G H.

CONCLUSIONI.

1. Generalmente nei coibenti la polarizzazione cresce colla durata del campo; fa eccezione soltanto pei corpi da

me studiati la paraffina purissima in cui la polarizzazione è indipendente dalla durata del campo.

2. Per campi costanti la dipendenza tra la polarizzazione p e il tempo t segue la legge

$$p = A - B \,.\, 10^{-ct}$$

dove A, B, c sono costanti dipendenti dalla forma e dalla natura della sostanza che si considera; A e B sono inoltre proporzionali al campo.

3. La suddetta legge equivale a quest' altra

$$u = \lambda X = \rho \alpha$$

dove u è la corrente nell' interno del coibente, X la forza elettromotrice esterna, α la polarizzazione del coibente, λ e ρ due costanti dipendenti dalla natura e dalla forma del coibente.

4. Tutti i fenomeni di ritardo di polarizzazione in campi variabili e di rotazioni elettrostatiche si deducono dalla precedente formula.

Pisa, Agosto 1902.

FENOMENI CHE MANIFESTANO LE POLVERI IGROFILE POSTE IN CONTATTO CON LE SOLUZIONI SALINE I MISCUGLI ALCOOLICI E GLI ACIDI DILUITI,

del Prof. TITO MARTINI [1]).

(Sunto).

L' azione esercitata in una soluzione salina da una sostanza, ridotta in polvere, e versata nel suo seno, fu di recente studiata dal Dott. Lagergren [2]). Egli trovò che in alcuni casi la soluzione riusciva più concentrata e in altri meno; chiamò *assorbimento positivo* il fenomeno corrispondente al minor grado di concentrazione come se la polvere avesse assorbito una porzione della sostanza disciolta e disse *assorbimento negativo* il caso contrario. Spiegò il fenomeno basandosi sul fatto già noto [3]) che la solubilità dei sali varia con la pressione: per la qual cosa, gli strati liquidi aderenti ai granelli di polvere do-

1) Atti del R. Istituto Veneto, T. 61, parte seconda, pag. 647.

2) Bihang Till K. Svenska, Vat. Akad. Handligar, Band. 24, Stockolm 1898.

3) Braun, Wied. Ann T. 30, 1887. — Stackolberg, Bulletin de l'Acad. imp. de St. Petersbourg, Serie 5., T. 6, 1896.

vendo, per l'adesione, trovarsi fortemente compressi in confronto degli altri che stanno fuori della sfera d'azione di detta forza, dovrà seguirne una diffusione di sale, verso gli strati non compressi, in quei casi nei quali la cresciuta pressione fa scemare la solubilità; ed un moto inverso dovrà avvenire nei casi in cui l'accrescimento di pressione la favorisce.

Nei miei studi sul fenomeno del Pouillet [1]) (calore svolto nel bagnare le polveri), ebbi campo d'occuparmi dei fenomeni osservati dal Lagergren; ma i fatti che risultarono non militano in favore della ingegnosa ipotesi dell'A. Il Lagergren sperimentò col carbone animale e col caolino; io, con l'anidride silicica e il carbone animale. E trovai che una stessa polvere, versata nella soluzione di uno stesso sale, poteva dar luogo ad un assorbimento positivo o negativo secondo il grado di concentrazione del liquido. Trovai pure l'invertimento del segno con due soluzioni, egualmente concentrate, di una stessa sostanza, in una delle quali si versò la silice e nell'altra il carbone animale. Il qual fatto infirma l'ipotesi del Fisico svedese, perchè dai miei esperimenti, confermati in un recente studio dei professori Bellati e Finazzi [2]), risulta che la silice e il carbone animale procedono in modo conforme rispetto al fenomeno dell'umettazione.

Le mie ricerche furono poscia estese ai miscugli alcoolici ed agli acidi diluiti; e trovai che l'anidride silicica e il carbone animale, bene essiccati, sottraggono l'acqua ad un miscuglio alcoolico, anche se questa è in piccolissima quantità (alcool a 99°). E l'anidride silicica rende più concentrata una diluizione d'acido solforico formata, per es., da un volume di acido in tre volumi d'acqua. È necessario che le polveri siano bene asciutte; perocchè se fossero umide potrebbero cedere l'acqua e rendere più povera la diluizione. Anzi è importante notare che per un certo grado d'umidità della polvere, questa non assorbe nè cede acqua alla soluzione; lo che prova che una porzione d'acqua è tenacemente fissata da quelle polveri che chiamai *igrofile*. Rammenterò che il Van Bemmelen ebbe ad

1) Atti del R. Ist. Ven. 1897, 1898, 1900.
2) Atti del R. Ist. Ven., T. 61, pag 503.

affermare che l' acqua e l' anidride silicica si uniscono chimicamente formando degli idrati instabili [1]). E l'Autore giustamente osservò che in simiglianti casi è difficile scorgere una differenza fra l' unione fisica e l' unione chimica ossia fra l' idratazione e l' igroscopicità.

Poichè il carbone animale, e quelli vegetali, producono gli stessi effetti della silice quando vengono umettati con l' acqua, convien credere che l' unione con l' acqua sia piuttosto fisica che chimica, o almeno che tali fenomeni appartengano a quelle serie di fatti, così degni di studio, che stanno sul confine tra la fisica e la chimica come scrissero il Bellati e il Finazzi. I quali, indagando il calore svolto nel bagnare le polveri, trovarono per il carbone animale e per l'anidride silicica lo stesso numero di calorie già da me determinato per queste sostanze ridotte allo stato di grande secchezza. Ma non accettarono le conclusioni da me formulate, cioè che il calore svolto fosse dovuto ad una parte del liquido che si solidifica nel seno della polvere. Perocchè gli Autori, misurando in modo diretto il calore specifico della silice più o meno umida, risultò loro che la caloricità dell' acqua bagnante la silice non era quella del ghiaccio ma bensì quella dell' acqua fluida [2]).

Se non che, dalle ricerche stesse dei due Autori sembrami poter dedurre essere la mia ipotesi ancora sostenibile. Infatti, nei due casi nei quali l' acqua igroscopica era in piccola quantità (7,78 per 100 di silice) gli Autori trovarono per il calore specifico dell' acqua 0,9424; per quantità superiori d' acqua igroscopica trovarono 1,0030; 1,0038 : 1,0110. Bellati e Finazzi scrissero che le differenze notate erano da imputarsi agli « inevitabili errori che si accumulano sul risultato finale ». Ma è da notare che l' errore in meno è decuplo di quello in più; e che il procedimento dell' errore tende piuttosto ad aumentare il valore che a diminuirlo; sicchè anche il numero 0,9424, purgato dell' errore, potrebbe riuscire più piccolo. Se poi si prendono ad esaminare i valori, trovati dai due fisici, che rappresentano le calorie svolte da 1 grammo di silice più o meno umida, e su questi si istituisce un calcolo analogo a

1) Archives Neerlandaises, T. 15, pag. 321, 1880.
2) Loc. cit. pag. 507.

quello che io feci nella III Memoria sul fenomeno del Pouillet[1]), si trova un numero di calorie bensì inferiore, ma non troppo diverso da quello dei dati sperimentali ottenuti da Bellati e Finazzi.

Da ciò concludo che il fenomeno dell' umettazione di una polvere igrofila potrebbe paragonarsi ad una specie di *soluzione invertita* dove la polvere fa da solvente e il liquido da corpo solubile, assumendo esso, intorno ai granuli della polvere, lo stato solido o prossimo al solido. E poichè sussiste continuità fra i così detti stati della materia, può avvenire che solo i più intimi strati dell' acqua assumano la caloricità del ghiaccio, e questa cresca, progredendo fino ad 1, verso gli strati più esterni i quali, conservando la loro fluidità, vanno e vengono a seconda delle condizioni dell' ambiente in cui si trovano. Così al raffreddamento che si manifesta nella soluzione diretta farebbe riscontro il riscaldamento che ha luogo in questa sorta di soluzione invertita; e sarebbe spiegabile anche il fenomeno della maggior concentrazione di una soluzione acida o salina, ovvero di un miscuglio alcoolico, posti in contatto con una sostanza igrofila, perciocchè se una parte dell' acqua diventasse solida, una porzione della sostanza disciolta dovrebbe separarsene.

---

1) Chiamando q la differenza fra la quantità d'acqua contenuta in un grammo di silice sotto i diversi gradi di umidità con i quali fu sperimentata, e la quantità d'acqua che conteneva quando sviluppò il massimo delle calorie (18,54), la differenza

$$18,54 - 80\,q$$

dovrebbe dare un numero di calorie corrispondenti a quel dato grado di umidità che fu determinato con l'esperienza, qualora fosse divenuta solida tutta l'acqua rappresentata da q. Facendo il calcolo per i primi sette numeri della serie per i quali, presumibilmente, l'acqua tenacemente fissata non era soverchiata da quella libera, il loro valore medio risulta eguale a 13,43, laddove il valore medio dei dati sperimentali è 10,79.

LIBRI NUOVI

LEHRBUCH DER GEOMETRISCHEN OPTIK
di A. GLEICHEN.

(Editore G. B Teubner. — Leipzig e Berlin, 1902).

Questo libro comprende l' ottica geometrica propriamente detta, e in modo speciale vi sono descritti tutti quelli istrumenti ottici coi quali si generano le immagini, come la lente d' ingrandimento, il microscopio, il cannocchiale e l' obiettivo fotografico.

È un libro indispensabile a quanti vogliano iniziarsi nelle discipline dell' ottica geometrica.

L'A. ha cercato ovunque di uscire da semplici casi concreti e di porre anzitutto la teoria generale; così il libro presenta una certa larghezza di esposizione.

Per rendere più chiare le teorie esposte l'A. ha inserito qua e là numerosi esempi numerici, calcoli trigonometrici, tabelle di formule relative a speciali sistemi ottici e studi relativi a combinazioni di lenti che hanno storicamente molta importanza. M. P.

I SISTEMI D' ILLUMINAZIONE
per Dott. O. M. CORBINO.

(Piccola Enciclopedia del secolo XX. — Remo Sandron, editore, Milano).

Questo libro, che tanto bene inaugura la pubblicazione della piccola enciclopedia del secolo XX, merita di essere segnalato, perchè colma una lacuna nel campo della coltura popolare.

Trattati magistrali hanno svolto in modo veramente completo l' argomento sull' illuminazione pubblica e privata, ma mancava presso noi un testo pratico, elementare, che trattasse dello stesso argomento, dedicato esclusivamente al pubblico. A questa mancanza ha felicemente riparato l'A.

Il libro è buono, fatto con molta coscienza, ed esposto con chiarezza ed esattezza, cose, queste ultime, non facile ad ottenersi quando si deve esporre al pubblico e non a tecnici, principii fondamentali di fisica ed applicazioni che richiedono una certa coltura ed un linguaggio piuttosto rigoroso per essere ben intesi.

L'A. non stimerà però indiscreta la preghiera che egli voglia rendere il libro ancora più pregevole, e forse in molte parti più pratico, accompagnando le descrizioni degli apparecchi con figure, le quali, in molte parti del testo, sono indispensabili se l'A. vuole raggiungere lo scopo prefissosi di dedicare il trattatello al pubblico, al quale, ritengo, riuscirà di grande utilità.

L'edizione del Sandron è, come sempre, nitidissima.

Ing. G. Carro Cao.

ELEMENTARY PRINCIPLES IN STATISTICAL MECHANICS

by J. WILLARD GIBBS.

New-York (Charles Scribner's sons) London (Edward Arnold).

Questo libro, che costituisce una bella introduzione allo studio della termodinamica, dà un riassunto delle teorie della così detta « *Statistical Mechanics* », cioè di quella parte della meccanica che studia l' insieme formato da un numero infinito di sistemi. E più precisamente si occupa della distribuzione dei valori delle loro coordinate e delle loro velocità. Preposto il teorema della « conservation in phase » se ne fa un' applicazione al calcolo degli errori e alla integrazione delle equazioni del movimento. Vengono quindi studiati casi particolari, tra cui uno specialmente notevole, che l'A. dice canonico, in cui l' indice della probabilità è funzione lineare dell' energia, e di cui sono interessantissimi e molteplici i rapporti alla termodinamica, che l'A. discute a lungo. Chiude il libro lo studio di sistemi composti di parti simili, e di quelli composti di particelle di parecchie specie, in cui di nuovo s' incontrano equazioni identiche formalmente alle equazioni della termodinamica.

RIVISTA

Drude's Annalen, Vol. 6°, N. 9, 1901.

SEITZ W. *Contribuzioni alla conoscenza dei raggi catodici* (pp. 1-34). — Scopo di questo lavoro è di contribuire a chiarire il problema degli effetti scambievoli che hanno luogo fra atomo o molecola e elettrono, in base alla teoria emissiva.

L'A. constata che i raggi catodici vengono diffusamente riflessi da lastre di metallo comunicanti col suolo. A incidenza perpendicolare l'intensità dei raggi riflessi varia approssimativamente in ragione diretta del coseno dell'angolo d'emissione. A incidenza obliqua i metalli si comportano però diversamente, essendo nel caso di alluminio, zinco, ferro e rame il massimo d'intensità spostato verso la riflessione speculare, mentre in quello del platino, argento e oro la direzione di riflessione massima è situata fra il raggio incidente e la normale alla superficie metallica.

Per la prima di quelle classi di metalli la riflessione aumenta sensibilmente coll'angolo d'incidenza, mentre per gli altri metalli essa scema alquanto.

A incidenza perpendicolare il potere riflettente, d'accordo coi risultati dello Starke, scema un poco, ad eccezione dello zinco.

L'assorbimento dei raggi catodici nelle lastre sottili si mostra essenzialmente dipendente dalla tensione; il coefficiente d'assorbimento aumenta poi collo spessore. La legge del Lenard, secondo la quale delle lastre sottili di diversi metalli, ad eguaglianza di massa per unità di superficie, assorbono la stessa frazione del l'irradiazione incidente, non è valida che in prima approssimazione.

L'aumento del coefficiente d'assorbimento collo spessore della finestra non si spiega coll'ipotesi che al traversare del metallo le particelle perdano parte della loro velocità per effetto di attrito sulle molecole, perchè non si constata differenza di sorta nella deviabilità magnetica e elettrica d'un raggio, sia che provenga direttamente dal catodo, sia che abbia traversato una finestra d'alluminio.

I raggi uscenti lateralmente dalla finestra sotto angolo obliquo si comportano al pari di quelli centrali e normali. L'A. trova per v il valore $0{,}703.10^{10}$, per $\frac{\varepsilon}{m}$ il valore $0{,}645.10^{7}$.

TANGL K. *Effetto della magnetizzazione sul modulo di elasticità* (pp. 34-65). — Il principio del metodo qui usato è questo: Un

filo magnetizzato a tensione costante cambia di lunghezza, mentre a lunghezza costante cambia di tensione, essendo il rapporto di quei due cambiamenti proporzionale al modulo di elasticità corrispondente alla magnetizzazione applicata. Basta quindi misurare ambedue i cambiamenti, per dedurne quest' ultimo.

Risulta dalle esperienze dell'A. che realmente avviene un cambiamento del modulo d' elasticità colla magnetizzazione, messo in dubbio da Wertheim e Tomlinson, aumentando p. es. quel modulo pel nichel dell' 1,5 per cento al crescere del campo magnetico da 160 a 470 unità C. G. S. Viene poi constatata la notevole influenza esercitata dalla carica sui fenomeni in proposito, nonchè il comportamento singolare del ferro.

Quanto poi ai cambiamenti di lunghezza, l'A. osserva sempre una contrazione del filo, dipendente essa pure dalla carica.

TAMMANN G. *Punti triplici* (pp. 65-74). — Dei molti punti triplici occorrenti nei diagrammi di stato dei corpi, quattro anni fa, una sola specie era stata realizzata, quelli cioè corrispondenti alla temperatura di fusione e di transizione a pressioni basse. Ora è un fatto dimostrato da recenti investigazioni che la maggioranza dei corpi, in un intervallo superiore di 100° all' incirca alla temperatura di fusione e in un certo intervallo di pressione, possono presentarsi in forme polimorfe, sicchè il polimorfismo non si può ritenere privilegio di pochissime sostanze come altra volta si credeva. Risulta infatti dalle ricerche dell' autore medesimo che dai liquidi raffreddati molto al disotto del punto di fusione quasi sempre cristallizzano diversi nuclei di diversi cristalli polimorfi. Siccome pertanto è di somma importanza di stabilire accuratamente la posizione dei numerosi punti triplici corrispondenti a quei fenomeni, l'A. deduce, coi metodi di J. W. Gibbs, la seguente regola di facile applicazione. « Il prolungamento di una curva d' equilibrii assolutamente stabili al di là di un punto triplo è sempre situato fra due curve di equilibri assolutamente stabili ».

HOLLMANN R. e TAMMANN G. *Due diagrammi di stato* (pp. 74-84). — Gli A. danno in questo lavoro le curve di fusione e di trasformazione dell' ioduro di metileno e dell' acido acetico, valendosi, per le pressioni superiori, di vasi d' acciaio. Constatano che il primo di questi corpi è tetramorfo, presentando sei punti triplici nell' intervallo studiato, mentre l' acido acetico ne possiede solamente due. Le equazioni delle curve sono date per entrambe queste sostanze.

MORLER H. *Il coefficiente di temperatura della suscettività di alcune soluzioni saline del gruppo del ferro, e specialmente quello*

del cloruro di ferro [Sunto della dissertazione inaugurale dell'A.] (pp. 84-96). — In vista delle grandissime divergenze presentate dai risultati di vari autori a seconda del metodo impiegato per determinare il coefficiente di temperatura della suscettività di soluzioni saline, l'A. ha riprese quelle misure col metodo del **Wiedemann** alquanto modificato e reso più sensibile. Viene dimostrato come questo metodo sia adattissimo per siffatte determinazioni, mostrando i valori trovati una eccellente concordanza coi numeri del Jaeger e del Meyer, mentre sono un poco inferiori ai risultati del Plessner. L'A. crede che correnti di convezione, insieme alla modica sensibilità dell'apparecchio, siano la ragione di quel disaccordo.

WEBER R. H. *Sulle curve prodotte dalle scariche elettriche dalle punte* (pp. 96-104). — Ricordata l'esperienza del De Heen, il quale espose una lastra di resina elettrizzata all'azione di parecchi bruciatori Bunsen collocati simmetricamente intorno alla stessa e dopo aver sparso sulla lastra della polvere di solfo, l'A. modifica questo sperimento sostituendo i bruciatori con delle punte metalliche, ciò che dà risultati molto migliori.

Le figure rettilinee ottenute sono alquanto analoghe alle note figure del Kundt.

WINKELMANN A. *Sulla diffusione dell' idrogeno attraverso al palladio* (pp. 104-116). — Risulta da queste ricerche che la quantità d'idrogeno diffondente attraverso al palladio rovente non è proporzionale alla pressione corrispondente dell'idrogeno, essendo quella quantità di gas più grande che non quella che si deduce da codesta legge. Assumendo che si abbia dissociazione dell'idrogeno e che la quantità di gas diffondente sia proporzionale alla pressione delle molecole dissociate, si può dar ragione di quei fatti.

Pare pertanto probabile che in questo processo non già le molecole, ma gli atomi dell'idrogeno passino attraverso al palladio rovente.

SCHÖNHERR P. *Intorno alla capacità di polarizzazione del platino bianco* (pp. 116-125). — L'A., studiando la capacità di polarizzazione del platino con pile contenenti minime quantità di gas, constata che quella grandezza scema regolarmente col tempo, cadendo, con velocità diminuente, da 77,1 a 43,6, nell'intervallo di 72 ore, ciò che viene spiegato supponendo che si diffonda uno strato di gas aderente alla superficie di demarcazione fra platino ed elettrolita. In seguito, l'A. dimostra come la capacità di elettrodi polarizzati scemi coll'aumentare della durata d'oscillazione. Venti ore dopo, che è cessata la forza polarizzante, la pila è

tornata allo stato iniziale, nel quale la capacità è pressochè indipendente dalla durata delle oscillazioni.

WARBURG E. *Sulla capacità di polarizzazione del platino* (pp. 125-136). — Prendendo le mosse da qualche considerazione teorica, l'A. ritiene che generalmente una parte soltanto dei prodotti della decomposizione subisce la diffusione. Studiando poi analiticamente il caso della polarizzazione del platino in una soluzione acquosa di acido solforico, e applicando i risultati alle esperienze del Schönherr precedentemente riferite, il Warburg crede probabile che i fenomeni osservati da quest' ultimo siano cagionati dal fatto che la densità superficiale dell' idrogeno, nello stato non polarizzato, sia lontana dal valor massimo, allorchè è vicina al massimo nello stato polarizzato.

HOLBORN L. e GRÜMEISEN E. *Sulla dilatazione della porcellana e del vetro ad alta temperatura* (pp. 136-146). — D' accordo con precedenti risultati, gli A. trovano che la dilatazione della porcellana fra 0° e 1000° non è rappresentabile da una formola del secondo grado su tutto il tratto, essendo l' aumento dell' espansione in vicinanza a 700° più piccolo e al di là di 800° più grande di quello teorico, ciò che fa supporre un cambiamento di stato della porcellana. Studiate poi le variazioni permanenti di lunghezza di quel corpo, gli A. passano a investigare il comportamento del vetro a silicato di bario, la cui dilatazione rimane approssimativamento rappresentata da una formola parabolica.

LOWNDS L. *Sul comportamento termomagnetico e termoelettrico del bismuto cristallino* (pp. 146-163). — Misurando l' effetto longitudinale di una corrente termica nel caso del bismuto cristallino, l'A. ottiene i seguenti risultati:

1. Le curve rappresentanti l' effetto longitudinale in funzione dell' intensità H del campo sono affatto analoghe a quelle del bismuto elettrolitico, corrispondendo però i valori negativi a temperature molto superiori.

2. Nel caso che tanto la corrente termica quanto le linee di forza siano normali all' asse cristallografico, soltanto alla temperatura più alta e con minima intensità di campo si ottengono valori positivi dell' effetto longitudinale.

In quanto poi all' effetto trasversale, questo è più piccolo, quando la corrente termica è parallela all' asse principale, che non nel caso della corrente normale a quest' asse.

La forza termoelettrica è rappresentata dalla formola

$$e = \alpha (t_1 - t_2) + \beta (t_1^2 - t_2^2),$$

essendo t_1 e t_2 le temperature delle due saldature.

Angström K. *Sulla dipendenza dell' assorbimento dei gas, specialmente dell' acido carbonico, dalla densità* (pp. 163-174). — Per mezzo di estese esperienze fatte con due metodi differenti viene mostrato, come l' assorbimento dell' acido carbonico rimanga alterato dall' aumento della densità gazzosa, essendo quell'alterazione abbastanza grande, cogli spessori degli strati adoperati, per alterazioni della pressione nel rapporto 1 : 5. Secondo l'A. non vi è dubbio che questo fenomeno sia cagionato da una dilatazione delle bande d' assorbimento.

Da ultimo l'A. discute le ricerche dell'Arrhenius intorno all' acido carbonico atmosferico.

Klemencic F. *Sulla conservazione delle calamite campioni in scatole di ferro* (pp. 174-181). — Ricerca il cui risultato dimostra come le scatole di ferro si prestino alla conservazione del momento di una calamita campione, in ragione dell' effetto di schermo esercitato dalle sue pareti.

Klemencic F. *Contributi alla conoscenza del processo di magnetizzazione* - I (pp. 181-192). — L'A. constata, come le sbarre di acciaio dopo la loro tempera non si trovino in equilibrio molecolare; le trasposizioni avvenenti hanno luogo, prima rapidamente e poi con minor velocità, e le calamite molecolari mostrano una disorientazione cagionante una diminuzione del momento magnetico.

Coteste transposizioni sono le principali cause (cause spesso di durata di qualche anno) dalla diminuzione del momento delle calamite permanenti.

Lummer O. e Pringsheim E. *Nota critica intorno al radiamento nero* (pp. 192-211). — Risposta alla recente critica del Paschen e critica del recente lavoro di quest' ultimo (vedi *Ann. d. Ph.*, 4, p. 277-298, 1901).

Gli A. dimostrano come questo lavoro non appoggi affatto la equazione del Planck.

Woringer B. *Apparecchio da laboratorio per sollevare il mercurio* (pp. 211-214). — Descrizione di un semplice apparecchio automatico, permettente di sollevare il mercurio ad una qualsiasi altezza.

Middel Th. *Risposta alle note del W. Felgentraeger al lavoro dell'Autore: « Deformazione in seguito al riscaldamento come causa delle alterazioni termiche della sensibilità delle bilancie* (pp. 214-216).

A. Gradenwitz.

Pietro Salvioni, *gerente responsabile.*

PROPRIETÀ TERMICHE DEI SOLIDI E DEI LIQUIDI.

Ricerche sperimentali del Prof. S. LUSSANA.

Parte I.

Mentre numerosissime sono le ricerche che tendono a stabilire le isoterme per i fluidi, specialmente in vicinanza alla temperatura di liquefazione, solo il Barus studiò la naftalina fra 63° e 130° e fra una e 1900 atmosfere [1]) includendo nelle sue ricerche un intervallo nel quale la sostanza studiata si mantiene solida, e per ciò seguì il metodo dilatometrico adattando alle esigenze delle sue ricerche il processo del Kopp. Infatti dopo aver riempito con naftalina lo spazio compreso fra il cannello interno ed il bulbo del dilatometro (vedi fig. 8 Tav. IV), introdusse sul fondo del mercurio e lungo il cannello una soluzione di solfato di zinco. Misurò la variazione della lunghezza della colonna di solfato di zinco a partire da un punto determinato quando variava la temperatura e la pressione, e ne dedusse la variazione del volume della naftalina contenuta nel dilatometro. Per misurare la lunghezza della colonna di solfato di zinco, il Barus si fondò sulla resistenza elettrica di detta colonna compresa fra il mercurio ed un elettrodo di zinco fissato all' estremità superiore del cannello.

L' importanza che ha nella termodinamica la cognizione esatta dell' isoterme per una certa estensione prima e dopo la temperatura di fusione, mi indusse ad affrontare le notevoli difficoltà che si incontrano in questo genere di ricerche, ed a rendere noti i risultati fino ad ora ottenuti; e ciò ad onta che durante il corso delle mie ricerche sieno stati pubblicati dal Tammann parecchi notevoli lavori [2]) nei quali viene studiata

1) C. Barus. The continuity of solid and liquid (Sill. Journ. (3), 41, 325-326; 42, 125-128, 1891). The volume thermodynamics of liquids (Bull. U. S. Geol. Survey, 1892, N. 96. 1-97).

2) G. Tammann. Ueber die Grenzen des festen Zustandes (Wied. Ann. 62, 280, 1897; 66, 473, 1898; 68, 553 e 629, 1899; Drudes Ann., 2, 1, 1900; 3, 161, 1900).

diffusamente la temperatura di fusione, il calore di fusione e la variazione di volume all' atto della fusione per pressioni che vanno da uno fino a 4000 kg. per cmq. Quest' ultimo elemento in particolare il Tammann lo determinò stabilendo la comunicazione fra un manometro, un corpo di pompa entro cui si muoveva *a tenuta* uno stantuffo esattamonte calibro ed un cilindro cavo contenente la sostanza da studiarsi. Lo spostamento che subiva lo stantuffo nell' atto della fusione sotto una data pressione mentre la temperatura rimaneva costante, dava la misura della variazione di volume richiesta.

Il metodo da me seguito nelle presenti ricerche fu il metodo dilatometrico e, per quanto mi sembra, le misure vennero eseguite in condizioni tali da non lasciare alcun dubbio sull' esattezza dei risultati ottenuti. L' apparecchio completo, nella forma assunta dopo molti tentativi fatti specialmente per assicurare la tenuta e la resistenza, viene rappresentato nel suo complesso dalla fig. 1, Tav. II dove A è un rubinetto a punta, B un manometro ad acqua, C un compressore e D il dilatometro.

Misura della pressione.

Il manometro di cui mi sono servito consiste, come si vede dalla figura, di un piezometro in vetro col bulbo terminato a forma di bicchierino e fornito di un filo di platino del diametro di mm. 0,03 l' una estremità del quale sbocca sul fondo del bicchierino e l' altra è saldata all' imboccatura del cannello.

Questo piezometro venne riempito con acqua distillata e bollita e quindi capovolto in modo che l' estremità aperta del cannello pescasse nel mercurio posto sul fondo del recipiente B in ferro omogeneo. La chiusura di questo recipiente nella prima serie di esperienze la ottenni con un pezzo in ferro *b* elettricamente isolato e munito di una punta che va a pescare nel bicchierino superiore del piezometro, in seguito come lo indica la fig. 2, Tav. IV, dove *c* ed *e* sono due coni metallici, *d* uno d' ebanite ed *f* il dado che preme *e* contro lo spigolo acuto stabilendo la chiusura. Un disco metallico *h* con foro

centrale appena sufficiente per dare passaggio al conduttore *g*, impedisce al cono di ebanite di essere spinto fuori dalla pressione.

Questo manometro semplicissimo è di un uso molto facile e riesce estremamente esatto. Ecco come io ho proceduto per graduarlo. Incominciai dall'incidere con acido fluoridrico un segno sul cannello e quindi attaccai allo stesso una striscia di carta millimetrata. Determinai quindi la capacità del bulbo e calibrai il cannello, come pure misurai la resistenza offerta dal filo di platino teso lungo il piezometro quando porzioni diverse del cannello erano riempite con mercurio. Mi fu facile allora costruire una tabella nella quale di fronte alla resistenza offerta dal filo di platino a partire dal bicchierino superiore fino a punti diversi del cannello, stavano segnate le capacità corrispondenti del piezometro. D'altra parte conoscendo il volume dell'acqua introdotta, calcolai, in base ai risultati dell'Amagat, il volume che quest'acqua veniva ad occupare alle diverse pressioni, ottenendo dei numeri che paragonati a quelli contenuti nella tabella suddetta, mi servirono a fissare a quale pressione doveva venire assoggettato il manometro perchè il mercurio salisse nel cannello ad una altezza tale da ridurre la resistenza elettrica del filo di platino ad un determinato valore. È inutile osservare che in tutti questi calcoli mi ridussi costantemente alla stessa temperatura, e che di più dovetti tener conto tanto della compressibilità del vetro come pure della variazione della resistenza del filo di platino colla pressione [1]).

Onde poi facilitare il calcolo esatto delle pressioni esercitate nelle singole esperienze, costrussi le curve rappresentanti le pressioni in funzione della resistenza per le varie tempera-

1) Per il coefficiente di compressibilità del vetro utilizzai i risultati ottenuti dall'Amagat ritenendo che esso vari da $225{,}0 \times 10^{-8}$ a $222{,}9 \times 10^{-8}$ fra una e 2000 atmosfere, e che per di più questo coefficiente aumenti di circa il 3 % per ogni 100°. In quanto alle variazioni della resistenza del filo di platino da me usato con la temperatura e con la pressione, le studiai direttamente. Mi risultò pertanto che il coefficiente di temperatura era $211{,}6 \times 10^{-8}$ e che il coefficiente di pressione era di $39{,}4 \times 10^{-7}$ fra una e 100 atmosfere alla temperatura di 27° con una diminuzione dell'1,46 % per ogni 100 atmosfere; aumentando la temperatura questo coefficiente diminuisce alquanto, di modo che a 117° per es. si riduce a $29{,}8 \times 10^{-7}$ fra una e 100 atmosfere con una diminuzione del 2,46 % per ogni 100 atmosfere.

ture alle quali l'Amagat studiò la compressibilità dell' acqua. Se la temperatura d'osservazione non coincideva con una di quelle dell'Amagat, ciò che fu come ben si comprende pressochè sempre il caso, io rilevai dalle curve suddette la pressione che corrispondeva alla resistenza misurata per le due temperature più vicine a quella d'osservazione, e quindi calcolai per interpolazione il valore che la pressione stessa veniva ad assumere a questa temperatura.

È da notarsi che questo stesso strumento può servire, come è facile persuadersene, anche da termometro, purchè esso venga riempito con acqua o con qualunque altro liquido di cui si conosca la legge di compressibilità a varie temperature, e venga per di più accoppiato ad un altro manometro che dia la pressione a cui viene assoggettato.

Ne viene che se in B si trovasse la sostanza assoggettata all'esperienze, se ne potrebbe determinare con esattezza la temperatura; così questo metodo potrebbe servire per es. a misurare con tutto rigore la quantità di calore posta in giuoco da una variazione adiabatica di volume in un liquido di cui sian note le leggi della compressibilità e dilatabilità.

Il manometro da me usato conteneva gr. 15,3746 di acqua; la resistenza totale del filo di platino a 0° e sotto la pressione di una atmosfera era di 148,69 ohm, ed il cannello misurava un diametro interno di circa mm. 2,4. La sensibilità del manometro riusciva notevole; tanto che a 10° per es. di temperatura si aveva che mentre la resistenza variava da 151,39 a 65,55 la pressione saliva da 1 a 3000 atmosfere, con una variazione media di meno che 35 atmosfere di pressione per ogni unità di resistenza. Egli è bensì vero che alle pressioni più elevate la resistenza varia meno rapidamente della pressione, ma se si tiene conto del fatto che con l'aumentare della pressione la lunghezza del filo di platino che rimane scoperta diminuisce e quindi la misura della resistenza da esso offerta è capace di far apprezzare variazioni sempre più piccole nella sua lunghezza, è facile conchiudere che la pressione con questo manometro viene misurata con un errore massimo di ± 2 atmosfere anche se la pressione sale fino a 3000 atmosfere. Nè la sensibilità di questo manometro varia

molto con la temperatura; tantochè la variazione per unità di resistenza nell' intervallo da una a 3000 atmosfere raggiunge appena le 36 atmosfere quando la temperatura sale a 29°.

Dirò infine che la misura della resistenza, la eseguii col metodo del ponte di Wheatstone e feci uso di un buon galvanometro Thomson. La sensibilità era tale da permettere, anche per resistenze abbastanza grandi, di garantire i $\frac{5}{100}$ di ohm.

Produzione della pressione.

La pressione la ottenni fino verso le 1000 atmosfere con un torchio del Cailletet applicato prima del rubinetto A, quindi chiusi questo rubinetto ed applicai il torchio al compressore C che trasmette al cilindro superiore aumentata nel rapporto da 1 a 70 circa la pressione che si esercita direttamente nei tre cilindri inferiori.

Non starò a descrivere nei suoi più minuti particolari questo compressore, tanto più che risultano abbastanza chiari dalla qui unita figura (Tav. III, fig. 3); dirò solo che esso consiste di tre corpi di pompa d'acciaio del diametro interno di mm. 74 montati su un serbatoio comune in ghisa. I tre stantuffi di questi corpi di pompa sono collegati fra di loro da una grossa lastra triangolare di ferro dal centro della quale si erge verticalmente lo stantuffo del cilindro superiore il cui diametro è di mm. 15. Questo cilindro è portato da una robusta lastra triangolare di ferro solidamente congiunto alla base mediante tre colonne di ferro e comunica direttamente con tutto l'apparecchio al quale trasmette la pressione. La corsa utilizzabile nel sistema dei tre stantuffi è di circa cm. 18 e permette nel caso mio di aumentare la pressione da 1000 atmosfere fino a 5000 almeno.

Il compressore ora descritto può servire anche come regolatore della pressione quando questa per una ragione qualunque venga a variare negli apparecchi mentre la natura delle ricerche richieda di doverla mantenere costante. A tale scopo basta completarlo come lo mostra la fig. 3. In questo caso la pressione nei tre cilindri inferiori viene esercitata da

una colonna di mercurio la cui altezza si può variare a volontà per ciò che il mercurio è contenuto in un serbatoio di ferro portato da un carretto scorrevole lungo due guide verticali: un adatto tubo di gomma congiunge il fondo del vaso di ferro con l'imboccatura del blocco di ghisa che forma la base del compressore. Una volta portato il serbatoio che contiene il mercurio all'altezza voluta, se la pressione nell'interno dell'apparecchio aumenta o diminuisce, evidentemente lo stantuffo del cilindro superiore si abbassa o si innalza tendendo ad equilibrare le variazioni di pressione; siccome però la differenza di livello del mercurio verrebbe a variare, così la pressione non si potrebbe mai mantenere a stretto rigore costante. Egli è per ovviare a questo inconveniente che alla lastra di ferro triangolare che unisce i tre stantuffi inferiori si trovano applicate tre colonnine che portano un triangolo di ferro al quale è unito un argano. Un filo di acciaio si stacca da questo argano, si avvolge su una prima carrucola fissata al soffitto della stanza al di sopra del compressore, quindi su un'altra fissata pure al soffitto fra le due guide lungo le quali scorre il carretto che porta il vaso con mercurio e termina attaccato ad un gancio al quale sta unito un cilindro di legno scavato e riempito con piombo; questo cilindro la cui sezione è eguale alla somma delle sezioni dei tre cilindri del compressore, pesca nel mercurio contenuto nel vaso, e perchè possa in esso sommergersi venne sovraccaricato con pesi di piombo. Quando pertanto si vuole produrre e mantenere una data pressione, si incomincia con l'argano a portare il cilindro di legno all'altezza voluta, quindi si solleva il vaso con mercurio alla stessa altezza in modo che detto cilindro si immerga nel mercurio. Se pertanto in tali condizioni la pressione nell'apparecchio aumenta per es., allora lo stantuffo di piccola sezione viene respinto fuori dal corpo di pompa e quindi si abbassano i tre stantuffi maggiori di altrettanto, scacciando del mercurio nel serbatoio: contemporaneamente però anche il cilindro di legno collegato mediante il filo di acciaio al sistema dei quattro stantuffi del compressore si solleva facendo sì che la differenza di livello del mercurio rimanga invariata. I movimenti inversi hanno luogo se la pressione tende a di-

minuire. Sotto questa forma dunque il compressore funziona anche da *regolatore della pressione*.

Il liquido da me usato per esercitare e trasmettere la pressione era olio d'olivo comune misto a poco petrolio per renderlo scorrevole.

Dilatometro.

Il dilatometro che usai nella prima serie di ricerche aveva la forma che si rileva facilmente dalla fig. 1. Esso era in ferro omogeneo; la capacità del bulbo *a* era di circa 100 cmc. ed il diametro del foro praticato lungo la canna *b* di mm. 6; la lunghezza utilizzabile di quest' ultima era di cm. 60 circa. Lungo l'asse di questa canna stava teso un filo di platino *c* di mm. 0,03 di diametro fissato superiormente ad un bicchierino di ebanite *d* che veniva riempito con mercurio, ed inferiormente alla massa metallica. Un pezzo di ferro *e* elettricamente isolato portava un filo di rame che pescava nel bicchierino *d* e formava uno dei nodi del ponte che serviva a misurare la resistenza elettrica del filo di platino mentre un secondo nodo era fornito dalla massa metallica. Il dilatometro fu accuratamente calibrato con un processo eguale a quello indicato per il manometro. Un manicotto di zinco *ff* nel quale si manteneva una circolazione d'acqua circondava il cannello del dilatometro e lo manteneva ad una temperatura ben determinata, mentre il bulbo del dilatometro poteva essere riscaldato a volontà mediante un bagno ad olio nel quale stava immerso.

Questo dilatometro mi servì in una prima serie di ricerche sul fosforo. Per usarlo incominciai dapprima a riempirne il bulbo con mercurio, facendolo bollire onde allontanare ogni traccia d'aria e quindi misurai per varie temperature e pressioni la posizione occupata dall'estremità della colonna di mercurio nel cannello. In seguito introdussi nel bulbo un sistema di due provette di cui l'interna *g* aveva la bocca rivolta verso l'alto e conteneva fosforo ed acqua e l'esterna *h* colla bocca rivolta verso il basso conteneva acqua e mercurio; questo sistema dal quale per ebollizione allontanai

con cura ogni traccia d'aria e di cui determinai scrupolosamente il peso di ogni parte (vetro, acqua e fosforo), lo tenni sommerso nel mercurio contenuto nel dilatometro mediante un disco di ferro *i* munito di varii fori ed avvitato, come si vede nella figura, nell'interno del bulbo del dilatometro. Rinchiuso infine il dilatometro eseguii una nuova serie di misure a pressioni e temperature svariate deducendo, come ora vedremo, dall'insieme delle prime e seconde misure il volume occupato ogni volta dal fosforo.

Diversi termometri servivano a dare la temperatura a cui si trovavano rispettivamente il bulbo del dilatometro, il cannello ed il manometro; mentre le fiamme del fornello venivano regolate in modo che la temperatura si conservasse costante durante tutta una serie di misure costituita da tutte quelle eseguite alla stessa temperatura ed a pressioni variate sia in senso ascendente che discendente. Ogni misura infine che consisteva nella determinazione delle resistenze del filo del manometro e del dilatometro e nella lettura dei diversi termometri, veniva eseguita ad una distanza di circa un quarto d'ora dal momento in cui era stata variata la pressione, in modo da essere sicuri che fosse ormai scomparsa ogni alterazione avvenuta nella temperatura.

Per il calcolo della variazione di volume del fosforo sia per effetto della temperatura che della pressione occorre accoppiare due misure eseguite alla stessa pressione ed alla stessa temperatura mentre nel dilatometro si trova solo mercurio, oppure mercurio col fosforo ed acqua; e ciò per eliminare il coefficiente di compressibilità del ferro di cui è formato il dilatometro.

Il calcolo pertanto si fa nel modo seguente: Sia

V il volume del bulbo a 0°,

T la temperatura del bulbo,

x il coefficiente medio di compressibilità del ferro alla temperatura T,

k il coefficiente medio di dilatazione del ferro alla pressione atmosferica,

v il volume, misurato a 0° e sotto la pressione di una

atmosfera della porzione del cannello occupata dal mercurio quando la pressione è di P atmosfere,

α_1 il coefficiente medio di dilatazione del mercurio alla pressione atmosferica,

y_1 il coefficiente medio di compressibilità del mercurio alla temperatura T,

t la temperatura del cannello,

V_1 il volume totale ridotto a 0° e ad una atmosfera del mercurio contenuto nel dilatometro;

si ha evidentemente che il volume del mercurio a T e sotto la pressione P è:

$$V_1 (1 + \alpha_1 T)(1 - y_1 P) .$$

D'altra parte questo volume è eguale alla capacità del bulbo e a quella della porzione del cannello che sarebbe occupata dal mercurio se anche la temperatura del mercurio in esso contenuto, invece che essere t fosse T, ridotti questi volumi alla temperatura T ed alla pressione P. Ne viene dunque che sarà:

$$(1) \qquad V_1 (1 + \alpha_1 T)(1 - y_1 P) = [V (1 + k T) + \\ + v (1 + k t) \{1 + \alpha_1 (T - t)\}] (1 + x P) .$$

Quando il dilatometro contiene oltre al mercurio anche il fosforo, l'acqua, il vetro ed il disco di ferro che tiene sommerso nel mercurio le due provette, si ha che se si indica con:

V'_1 il volume totale ridotto a 0° ed alla pressione atmosferica del mercurio contenuto nel dilatometro,

V_2 il volume dell'acqua nelle stesse condizioni,

V_3, V_4 e V_5 rispettivamente quelli del vetro, del disco di ferro e del fosforo,

α_2 ed y_2 i coefficienti medii di dilatazione alla pressione atmosferica e di compressibilità alla temperatura T dell'acqua,

α_3 ed y_3 gli stessi coefficienti per il vetro,

α_5 ed y_5 quelli per il fosforo,

v' la capacità misurata a 0° e sotto la pressione di una atmosfera della porzione del cannello occupata dal mercurio quando la pressione è di P atmosfere,

t' la temperatura del cannello,

la (1) si cambia nell'altra:

$$(2)\qquad V'_1(1+\alpha_1 T)(1-y_1 P)+V_2(1+\alpha_2 T)(1-y_2 P)+$$
$$+V_3(1+\alpha_3 T)(1-y_3 P)+V_5(1+\alpha_5 T)(1-y_5 P)=$$
$$=[(V-V_4)(1+kT)+v'(1+kt')\{1+\alpha_1(T-t')\}](1+xP)'.$$

Dividendo la (2) per la (1) e risolvendo l'equazione risultante rispetto a V_5 si ha:

$$(3)\qquad V_5(1+\alpha_5 T)(1-y_5 P)=$$
$$=\frac{(V-V_4)(1+kT)+v'(1+kt')\{1+\alpha_1(T-t')\}}{V(1+kT)+v(1+kt)\{1+\alpha_1(T-t)\}}\,V_1(1+\alpha_1 T)(1-y_1 P)-$$
$$-V'_1(1+\alpha_1 T)(1-y_1 P)-V_2(1+\alpha_2 T)(1-y_2 P)-V_3(1+\alpha_3 T)(1-y_3 P).$$

Nel secondo membro della (3) sono contenuti i coefficienti di compressibilità e dilatazione del mercurio, del vetro ed acqua; come pure il coefficiente di dilatazione del ferro: io pertanto assunsi nei calcoli pei coefficienti di dilatazione quelli che si desumono dalle tabelle del Landolt e pei coefficienti di compressibilità del vetro e dell'acqua quelli dati dall'Amagat. In quanto al coefficiente di compressibilità del mercurio, siccome le misure dell'Amagat si limitano alla temperatura ordinaria ed a pressioni piuttosto basse [1]), così incaricai il mio aiuto Dott. Carnazzi di studiarlo con qualche dettaglio entro un intervallo sufficientemente esteso di temperatura e di pressione, e mi servii dei risultati da esso ottenuti [2]).

1) E. H. Amagat. Recerches sur l'Elasticité des solides et le compressibilité du mercure (Ann. de Chim. et Phys. (6), 22, 95, 1891).

2) Secondo tali risultati, posto eguale ad 1 il volume del mercurio alla temperatura di 0° e sotto la pressione di una atmosfera si ha che per $t = 22°,8$ è

$$V = 1{,}004186 - 0{,}39206\,.\,10^{-5}p + 1{,}0101\,.\,10^{-10}\,.\,p^2$$

per $t = 52°,8$ è

$$V = 1{,}009587 - 0{,}39948\,.\,10^{-5}p + 0{,}41142\,.\,10^{-10}\,.\,p^2$$

Per il calcolo della (3) occorre che i valori di v' e di v siano determinati per la stessa temperatura e per le stesse pressioni. Essendo questi valori i risultati di due serie ben distinte di esperienze, ne viene che ciò riescirebbe impossibile, o quanto meno molto difficile ed incerto. Onde ovviare a tale inconveniente, coi valori di v dedotti dall' esperienza calcolai l' espressione corrispondente

$$v(1+kt)\{1+\alpha_1(T-t)\}=m$$

e costruii delle curve dalle quali dedussi ogni volta i valori di m che convenivano ai valori speciali di P e T ai quali si riferivano i singoli valori di v'.

Con questo dilatometro eseguii una serie di misure sul fosforo; però essendo scoppiato sotto una pressione elevata quando il bulbo e quindi l' acqua si trovava a circa 125°, piuttosto che rifarlo preferii modificarlo, tanto più che con esso la ricerca si presentava alquanto complessa, specialmente per i calcoli laboriosi che richiedeva. Cercai quindi di modificarlo, da una parte semplificando il metodo di ricerca e dall' altra eliminando tutte le cause complesse che richiedevano lunghe correzioni nei calcoli. A tale scopo al dilatometro quale sta segnato nella figura 1 sostituii un blocco laboratorio (vedi Tav. IV, fig. 4), entro il quale introdussi un dilatometro in vetro di forma varia a seconda della sostanza da studiarsi. Così per es. pel fosforo diedi al dilatometro la forma rappresentata dalla fig. 5 dove A è il bulbo, B C un cannello calibrato che serve ad introdurre il fosforo e l'acqua nel dilatometro; D E è un cannello lungo il quale è teso il solito filo di platino che sbocca con un estremo nel bicchierino D e con l' altro è saldato all' estremità E del cannello. Sul fondo del blocco laboratorio si trovava del mercurio entro il quale veniva ad immergersi l' estremità E del dilatometro. Evidentemente

per $t = 84^\circ{,}8$ è

$$V = 1{,}015433 - 0{,}40888 \,.\, 10^{-5}\, p + 0{,}70836 \,.\, 10^{-10} \,.\, p^2$$

per $t = 110^\circ$ è

$$V = 1{,}020042 - 0{,}42566 \,.\, 10^{-5}\, p + 1{,}0145 \,.\, 10^{-10} \,.\, p^2$$

per $t = 150^\circ{,}3$ è

$$V = 1{,}027478 - 0{,}45240 \,.\, 10^{-5}\, p + 0{,}26958 \,.\, 10^{-10}\, p^2$$

la resistenza elettrica offerta dal filo di platino serviva ad indicare in qual punto arrivava il mercurio nel cannello DE, e quindi quale era ad ogni istante il volume complessivo del fosforo e dell'acqua. Siccome pertanto il volume dell'acqua è noto per le ricerche dell'Amagat, così era facile calcolare quello del fosforo. Nel caso invece del naftolo il dilatometro assunse la forma indicata dalla fig. 6: in questo caso, come si vede facilmente, occorre conoscere la compressibilità del mercurio alle varie temperature; usai pertanto nei calcoli i coefficienti che risultano dalle misure che, come dissi sopra, eseguì per mio incarico il Dott. Carnazzi nel mio laboratorio.

Il blocco-laboratorio, come lo indica chiaramente la figura, era chiuso superiormente con un sistema che serviva a portare all'esterno un filo isolato nello stesso tempo che una circolazione continua di acqua fredda impediva all'ebanite, usata per l'isolamento, di riscaldarsi eccessivamente; la stessa acqua poi circolava anche nell'altro manicotto A impedendo una nociva trasmissione di calore al compressore ed al manometro.

Finalmente una caldaia contenente olio circondava completamente il blocco-laboratorio e permetteva di aumentare a volontà la temperatura del blocco stesso ed a mantenerla costante tanto tempo quanto occorreva.

Un buon termometro Baudin diviso in gradi, che confrontai col termometro ad aria, dava la temperatura della caldaia, mentre termometri opportunamente disposti davano la temperatura dell'ambiente.

In questa prima nota riferirò i risultati a cui pervenni col fosforo e col naftolo osservando in modo speciale che per evitare l'incertezza che si poteva avere nelle misure per la facilità con cui il fosforo si mantiene soprafuso, allorquando la temperatura dell'esperienza doveva essere superiore alla temperatura a cui il fosforo fonde alla pressione atmosferica, incominciava a portare la pressione ad un valore superiore a quello occorrente perchè il fosforo si mantenesse solido a quella temperatura. Una volta raggiunta la temperatura eseguivo allora tutte le misure per pressioni crescenti fino alla massima e solo dopo quelle relative a pressioni di più in più

basse fino all' atmosferica; quest' ultima però solo se la temperatura era inferiore ai 100°. Soltanto nei casi in cui volli studiare il fosforo allo stato soprafuso seguii il processo inverso partendo dalle pressioni minime.

Risultati ottenuti col fosforo alla pressione atmosferica.

Per avere modo di controllare i risultati di queste ricerche, ed anche per conoscere con sicurezza come si comporta il fosforo soprafuso, ciò che per quanto sappia nessuno ebbe occasione di fare, incominciai dall' eseguire una serie di misure con un dilatometro di vetro posto in un grande bagno ad acqua alla pressione ordinaria. Il bulbo del dilatometro usato aveva una capacità di circa 30 cm^3, ed il cannello una sezione di cm^2 0,0800 ed una lunghezza di circa 35 cm. Nel dilatométro introdussi gr. 34,1364 di fosforo e sopra di esso gr. 11,3936 di acqua distillata e disaereata. Per impedire l' evaporazione dell' acqua versai al di sopra di essa alcune goccie di olio. Il bagno essendo sufficientemente grande, tanto il termometro quanto il dilatometro erano completamente immersi in esso di modo che non fui costretto a preoccuparmi della colonna sporgente. Le letture vennero fatte ogni volta quando la temperatura restava costante per almeno un quarto d' ora; nel quale intervallo di tempo manteneva vivamente agitata l' acqua del bagno. La temperatura di fusione del fosforo usato era di 44°,27 e la sua densità ad 8°,2 riferita all' acqua a 4° era 1,82978. Da due serie di misure eseguite in parte per temperature crescenti, ed in parte per temperature decrescenti del bagno, ottenni il volume occupato dal fosforo alle varie temperature. Mi calcolai in seguito due formole lineari col metodo dei minimi quadrati, l' una per lo stato solido e l'altra per lo stato liquido, dalle quali dedussi il volume che avrebbe occupato quel fosforo liquido alla temperatura di 44°,27 oppure solido alla temperatura di 0°. I volumi del fosforo *fuso* o *soprafuso* li riferii al volume del fosforo a 44°,27 allo stato liquido, mentre quelli d l fosforo *solido* li riferii al volume occupato dal fosforo a 0°.

Nelle tabelle che seguono pertanto do per brevità solo i volumi già ridotti a queste unità. In esse t è la temperatu-

ra, V_{oss} è il volume occupato dal fosforo da me usato diviso per il volume che doveva occupare rispettivamente a 0° allo stato solido od a 44°,27 allo stato liquido, dedotti dalle formole lineari che danno il volume in funzione della temperatura; V_{calc} lo stesso volume calcolato secondo le formole riportate subito dopo le tabelle, e Δ le differenze fra i valori osservati e calcolati.

VOLUME DEL FOSFORO FUSO.

t	V_{oss}	V_{calc}	$\Delta.10^5$	t	V_{oss}	V_{calc}	$\Delta.10^5$
44°,61	1,00029	1,00018	+11	62°,43	1,00945	1,00968	−23
46,12	96	99	− 3	63,55	1001	1027	−26
46,99	153	145	+ 8	65,70	1137	1142	− 5
47,30	183	162	+21	69,65	1372	1352	+20
47,42	173	168	+ 5	72,70	1492	1515	−23
49,10	245	257	−12	72,80	1535	1520	+15
49,30	250	268	−18	73,98	1566	1583	−17
50,62	349	339	+10	76,80	1738	1733	+ 5
52,54	507	495	+12	82,20	2052	2021	+31
54,50	538	545	− 7	83,18	2078	2073	+ 5
56,10	622	630	− 8	84,49	2138	2143	− 5
59,32	793	803	−10	98,00	2859	2863	− 4
59,95	853	834	+19				

$$V_t = 1 + 0,00053282\ (t - 44,27).$$

VOLUME DEL FOSFORO SOPRAFUSO.

t	V_{oss}	V_{calc}	$\Delta.10^5$	t	V_{oss}	V_{calc}	$\Delta.10^5$
43°,79	0,99970	0,99975	− 5	37°,17	0,99640	0,99634	+ 6
43,33	0,99956	0,99952	+ 4	36,82	0,99616	0,99616	0
42,78	0,99917	0,99923	− 6	35,55	0,99569	0,99551	+18
42,12	0,99868	0,99889	−21	35,49	0,99548	0,99548	0
41,11	0,99837	0,99837	0	35,48	0,99538	0,99547	− 9
41,08	0,99847	0,99836	+11	34,39	0,99500	0,99491	+ 9
40,65	0,99825	0,99814	+11	33,50	0,99434	0,99445	−11
39,80	0,99759	0,99770	−11	33,20	0,99428	0,99430	− 2
39,29	0,99746	0,99743	+ 3	32,58	0,99390	0,99398	− 8
39,00	0,99734	0,99728	+ 6	32,20	0,99382	0,99378	+ 4
38,02	0,99672	0,99678	− 6	31,62	0,99360	0,99348	+12
37,87	0,99665	0,99670	− 5				

$$V_t = 1 + 0,000515168\ (t - 44,27).$$

VOLUME DEL FOSFORO SOLIDO.

t	V_{oss}	V_{calc}	$\Delta.10^5$	t	V_{oss}	V_{calc}	$\Delta.10^5$
19°,05	1,00740	1,00744	− 4	37°,15	1,01443	1,01451	− 8
23,95	936	936	0	37,80	1474	1476	− 2
24,80	971	969	+ 2	38,82	1515	1516	− 1
25,58	1005	999	+ 6	39,91	1553	1559	− 6
26,51	1032	1035	− 3	40,82	1594	1594	0
31,35	1231	1225	+ 6	42,25	1646	1650	− 4
33,02	1289	1290	− 1	43,58	1701	1702	− 1
34,53	1357	1349	+ 8	43,82	1718	1712	+ 6
35,65	1394	1392	+ 2				

$$V_t = 1 + 0,000390596\, t\,.$$

Si vede da queste tabelle che il volume del fosforo aumenta proporzionalmente alla temperatura sia che si trovi allo stato solido come fuso o soprafuso. Così pure si vede che il coefficiente di dilatazione del fosforo soprafuso è più piccolo che quello del fosforo fuso. Avendo io tentato di calcolare una unica formula per i numeri contenuti nella prima e nella seconda tabella, questa mostrava nettamente la discontinuità fra le due serie di numeri. Il fosforo da me usato alla temperatura di 44°,27 aveva un volume di cm³ 18,8779 allo stato solido e di cm³ 19,5462 allo stato liquido dimostrando un aumento del 3,5 °|₀ nell'atto della fusione.

Temperatura di fusione.

Oltre alla variazione di volume alla pressione atmosferica, misurai anche direttamente in due modi diversi la temperatura di fusione delle sostanze da me usate a varie pressioni.

In una prima serie di misure feci uso del metodo del riscaldamento e raffreddamento prendendo come temperatura di fusione quella alla quale si annulla la velocità di riscaldamento e come temperatura di solidificazione quella alla quale si annulla la velocità di raffreddamento delle sostanze da studiarsi poste in un bagno la cui temperatura sia rispettivamente superiore od inferiore a quella di fusione.

Le disposizioni sperimentali sono indicate nella fig. 7, Tav. IV. Una saldatura di una pinzetta termoelettrica rame-argentana di cui il rame era costituito da un tubo a pareti robuste e l'argentana da un filo isolato con cotone e carta d'amianto ed infilato nel tubo di rame, veniva circondata dalla sostanza da studiarsi C contenuta in una provetta di vetro e rinchiusa, mediante un dado E ed un cono D saldato al tubo di rame, in un cilindro di ferro omogeneo A. Il cilindro A comunicava con l'apparecchio di compressione e col manometro mediante un tubo F. L'altra saldatura della pinzetta si trovava in una piccola caldaia a condensazione dove la temperatura si manteneva assolutamente costante ed eguale alla temperatura di ebollizione del liquido in essa contenuto. Un galvanometro in circuito con la pinzetta misurava la differenza di temperatura fra le due saldature.

Per determinare la temperatura di fusione della sostanza C che circonda la pinzetta termoelettrica sotto la pressione fornita dal compressore, immergevo A in un bagno la cui temperatura era un poco superiore alla temperatura di fusione cercata e quindi osservavo la deviazione al galvanometro. Siccome ebbi sempre cura che la temperatura della seconda saldatura fosse prossima a quella da misurarsi, così la deviazione al galvanometro dapprincipio notevole, andava poi diminuendo man mano che la temperatura di C si avvicinava a quella del bagno. Al momento in cui avveniva la fusione l'ago del galvanometro si fermava per poi riprendere il suo movimento dopo qualche istante, fino a che raggiungeva la sua posizione di equilibrio quando tutto il blocco A aveva raggiunto la temperatura del bagno.

Evidentemente la differenza di temperatura fra le due saldature corrispondente alla deviazione indicata dall'ago del galvanometro al momento in cui si fermava, era quella che misurava la differenza fra la richiesta temperatura di fusione e la temperatura della caldaia a condensazione. Quest' ultima veniva letta direttamente su un termometro il cui bulbo era a contatto con la saldatura della pinzetta.

Siccome poi il fosforo presenta in grado notevole il feno-

meno della surfusione, così non mi fu possibile determinare in questo caso la temperatura di solidificazione.

Durante tutto il tempo del riscaldamento la pressione veniva mantenuta costante manovrando convenientemente il regolatore di pressione in modo da compensare la variazione dovuta al progressivo aumento di volume.

In una seconda serie di misure la temperatura di fusione la determinai con un metodo che ha qualche analogia con quello usato dal Tammann nelle sue ricerche. Esso consiste precisamente nel determinare la pressione alla quale si fonde la sostanza quando viene portata ad una certa temperatura. Tale determinazione la feci con l'apparecchio stesso prima descritto e che mi servì alle misure dilatometriche. Portavo a tale scopo la temperatura della caldaia ad un valore determinato, superiore alla temperatura di fusione sotto la pressione atmosferica; una volta sicuro che tale temperatura era raggiunta incominciavo ad esercitare pressione e ad aumentarla gradatamente misurando di continuo la resistenza offerta dal filo del dilatometro per cogliere il momento in cui la sostanza incominciava a solidificare. Diminuivo allora di nuovo lentamente la pressione ed arrivava un momento in cui la solidificazione cessava di progredire; a partire da questo istante un leggero aumento di pressione faceva riprendere la solidificazione, ed una leggera diminuzione dava luogo alla liquefazione. Evidentemente quella pressione di equilibrio alla quale poteva sussistere la sostanza tanto allo stato solido che liquido rappresentava la pressione di fusione alla temperatura della caldaia.

Nel caso in cui si trattava di sostanza che facilmente sussiste soprafusa, come il fosforo, riscaldava sempre la caldaia solo quando aveva già portata la pressione ad un valore superiore a quella di fusione per la temperatura a cui voleva portare il bagno, di modo che quando la temperatura era raggiunta non aveva che a diminuire lentamente la pressione per raggiungere la pressione di fusione richiesta.

Come è facile comprendere, lo stato di fusione o di solidificazione risultava nettamente dalla progressiva variazione di resistenza che aveva luogo dopo un aumento od una dimi-

nuzione di pressione e dovuta alla variazione di volume che accompagna il cangiamento di stato.

I risultati ottenuti con queste due serie di misure per il fosforo sono consegnati nell' unita tabella dove per maggiore uniformità i dati sperimentali vennero per interpolazione riportati a pressioni espresse da centinaia intiere di atmosfere.

Pressione	T_{oss}	T_{calc}	$\Delta.10^2$	Pressione	T_{oss}	T_{calc}	$\Delta.10^2$
1 atm	44°,27	44°,27	0	1500 atm	88°,79	88°,86	—7
100	47,25	47,31	—6	1600	91,73	91,73	0
200	50,34	50,37	—3	1700	94,56	94,58	—2
300	53,49	53,42	+7	1800	97,47	97,41	+6
400	56,43	56,45	—2	1900	100,26	100,23	+3
500	59,50	59,46	+4	2000	103,08	103,04	+4
600	62,48	62,47	+1	2100	105,78	105,83	—5
700	65,46	65,46	0	2200	108,61	108,61	0
800	68,43	68,43	0	2300	111,36	111,38	—2
900	71,44	71,39	+5	2400	114,10	114,13	—3
1000	74,28	74,34	—6	2500	116,87	116,86	+1
1100	77,26	77,27	—1	2600	119,61	119,59	+2
1200	80,22	80,19	+3	2700	122,26	122,30	—4
1300	83,14	83,10	+4	2800	124,99	124,99	0
1400	86,00	85,99	+1				

I numeri contenuti nella terza colonna vennero calcolati mediante la formola

$$T = 44,24 + 0,0308\,p - 0,0000007\,p^2$$

la quale si trasforma nell' altra

$$T = 44,24 + 0,0298\,p - 0,00000066\,p^2$$

se la pressione è espressa in Kg. per cm² invece che in atmosfere.

Il Tammann, nel suo lavoro già citato, dà per la temperatura di fusione del fosforo in funzione della pressione espressa in Kg. per cm² la formola:

$$T = 43,9 + 0,0288\,p - 0,000001\,p^2 .$$

Le due formole sono sufficientemente concordanti ; la piccola differenza che tra esse si osserva, si spiega per ciò che

il fosforo usato dal Tammann non doveva essere sufficientemente puro, come risulta dal suo punto di fusione alla pressione atmosferica, e per conseguenza doveva risultare minore la variazione della temperatura di fusione con la pressione, come lo ha dimostrato il Tammann stesso con una ricerca eseguita su tre campioni di *Dimethyläthylcarbinol* che presentavano i punti di fusione alla pressione ordinaria rispettivamente a — 8,45; — 9°,5 e — 10°,5 pei quali la variazione della temperatura di fusione per effetto della pressione saliva per 3000 Kg. a 42,45 per il primo campione, a 38°,4 per il secondo ed a 38°,7 per il terzo.

Per ciò che riguarda l'α-naftolo la temperatura di fusione venne determinata solo col secondo dei metodi indicati. Trovai che alla pressione atmosferica il campione da me usato fondeva a 94°,4 e che la temperatura di fusione aumentava in media per ogni atmosfera di 0°,0225.

Dall' Istituto Fisico dell' Università di Siena
Novembre 1902.

SULL' ELETTRICITÀ SVILUPPATA PER GORGOGLIO D'ARIA IN ACQUA.

Nota del Dott. EUGENIO ALESSANDRINI.

L' azione elettrica reciproca fra liquidi e gas è stata studiata in due modi diversi: per mezzo di un getto liquido spruzzante in seno a un gas e per mezzo del gorgoglio di un gas attraverso un liquido.

Il primo metodo fu seguito da Lenard e J. J. Thomson.

Lenard [1]) partendo dal fenomeno già conosciuto dell'elettrizzazione dell' aria in vicinanza delle cadute d' acqua studiò mediante numerose esperienze di laboratorio gli effetti elettrici prodotti dallo spruzzamento di getti liquidi.

J. J. Thomson [2]) con metodi simili a quelli di Lenard giunse agli stessi risultati.

1) Ueber die Luftelektricität der Wasserfälle. Wied. Ann. 46, 584.
2) On the electricity of drops. Philos. Mag. 37, 341.

Riguardo alla seconda specie di fenomeni farò osservare che fin dal 1861 Quincke [1]) aveva trovato che bollicine d'aria in sospensione nell'acqua, sotto l'azione di un campo elettrostatico si dirigono al polo positivo.

Nel 1894 Lord Kelvin [2]) studiando gli effetti elettrici prodotti dall'essiccamento dell'aria, si accorse che quando questa gorgogliava attraverso acido solforico si aveva sviluppo di elettricità: lo stesso avveniva per lo più mediante il gorgoglio di un gas in un liquido qualunque. Il caso più studiato fu quello del gorgoglio di aria in acqua comune (per acqua comune intendo quella potabile contenente impurità in maggiore o minor grado).

Le ricerche furono di due specie: le prime studiavano l'elettricità dell'acqua con metodi che verranno in seguito esposti e discussi: le seconde studiavano l'elettricità dell'aria. A tal uopo si produceva il gorgoglio in una vasca d'acqua chiusa al disopra da una campana metallica nella cui parte superiore era fissato un collettore a gocce d'acqua indicante il potenziale dell'aria nei punti interni della campana.

I risultati ottenuti in tutte queste esperienze furono paralleli a quelli ottenuti da Lenard: così dimostrarono che l'elettricità sviluppata è positiva per l'acqua e negativa per l'aria, che l'intensità del fenomeno diminuisce per le impurità dell'acqua e che vari liquidi e gas producono effetti diversi di intensità e segno; così p. es. quando l'aria gorgoglia in acqua satura di cloruro di sodio, quest'ultima si elettrizza negativamente. I potenziali raggiunti però non superarono mai i dieci Volta mentre Lenard era giunto perfino a ottenere delle scintilline.

Riassumendo, farò osservare che mentre le ricerche di Lenard e J. J. Thomson sullo sviluppo di elettricità per spruzzamento di getti liquidi sono abbastanza complete, quelle di Lord Kelvin sul gorgoglio lasciano aperto il campo a ulteriori ricerche.

1) Ueber die Fortführung materieller Theilchen durch strömende Elektricität. Pogg. Ann. 113, 572.

2) On the electrification of the air. Proceed. of the Roy. Soc. 57, 835. Nature. 1894-95. 495.

Con l' intento di portare qualche contributo a tali studi iniziati da Lord Kelvin, feci oggetto del presente lavoro l'investigazione dei fenomeni elettrici prodotti dal gorgoglio di aria in acqua per dedurne le leggi e confrontarle con quelle già trovate da Lenard e J. J. Thomson.

Esposizione e critica del metodo sperimentale.

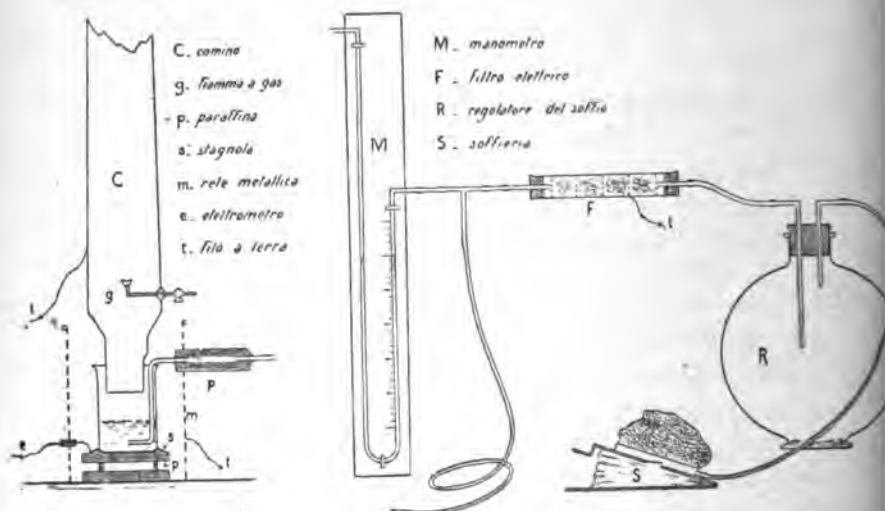
Le disposizioni sperimentali adottate da Lord Kelvin si riducono in sostanza a far gorgogliare una corrente d' aria in un bicchiere isolato contenente acqua e a misurare l' incremento del potenziale di questa. Vari sono gl' inconvenienti a cui si va incontro con tali disposizioni: fra gli altri quello di non poter soffiare una gran quantità d' aria senza farla uscire dal bicchiere e di avere oltre l' azione del gorgoglio quella degli spruzzi d' acqua che vanno a frangersi sulle pareti del recipiente. Se, come consiglia Lord Kelvin, si copre il bicchiere con un disco o con una rete metallica si viene a ostacolare la libera uscita dell' aria elettrizzata di segno contrario all' acqua alterando così le indicazioni all' elettrometro.

Per togliere quasi del tutto l' influenza nociva dell' aria elettrizzata (in alcuni casi l' incremento del potenziale era ridotto alla metà), dopo molte prove e ricerche inutili aggiunsi all' apparecchio un camino aspiratore. Regolando convenientemente la posizione di questo e procurando di far gorgogliare l' aria nella parte centrale del bicchiere, potei assicurarmi che la maggior parte dell' aria elettrizzata veniva aspirata dal camino.

L' apparecchio adoperato è rappresentato dalla seguente figura e si componeva essenzialmente di una soffieria, di un gran recipiente per rendere uniforme l' efflusso dell' aria, di un manometro ad acqua per misurare l' intensità di tale efflusso, del bicchiere in cui si produceva il gorgoglio e del camino aspiratore.

Il soffio ottenuto era abbastanza uniforme e di una intensità regolabile da uno a trenta litri al minuto primo. La comunicazione con l' elettrometro veniva stabilita mediante un filo in contatto con un foglio di stagnola su cui poggiava

il bicchiere. Questo era indifferentemente di metallo o di vetro sottile di Jena il quale fu riscontrato abbastanza condut-

tore nelle condizioni dell'esperienza. L'elettrometro adoperato in tutte le misure era un elettrometro a quadranti: l'ago veniva caricato fortemente con pile (da 100 a 500 Volta secondo i casi), una coppia di quadranti era al suolo e l'altra in comunicazione con la sorgente. Regolando la carica dell'ago e la sospensione bifilare dell'elettrometro, la sensibilità variava da 0,3 a 3,5 divisioni per Volta e, sempre nei limiti della scala, la deviazione era sênsibilmente proporzionale al potenziale.

Esistenza di un potenziale limite nel processo di elettrizzazione.

Appena s'incomincia a produrre il gorgoglio dell'aria nell'acqua si sviluppa in questa elettricità positiva: prolungando però l'esperienza durante un certo tempo si vede che l'incremento del potenziale, abbastanza costante nei primi minuti, va a poco a poco diminuendo. A che cosa si deve attribuire questa diminuzione? Alla perdita di elettricità dovuta al difetto

d' isolamento dell'apparecchio o a una reale diminuzione dello sviluppo di elettricità?

Per rispondere a questa domanda bisognerà essere in grado di conoscere a ogni lettura e l' aumento del potenziale dovuto al gorgoglìo e la diminuzione dovuta alla perdita dell' apparecchio. Dunque è necessario determinare tale perdita per via sperimentale affine di potere quindi dedurre dall' incremento apparente del potenziale, quello reale dovuto al solo gorgoglìo.

Il metodo migliore per determinare il puro effetto del gorgoglio per dati valori del potenziale mi parve il seguente: portata l'acqua al potenziale voluto (o per mezzo del gorgoglìo, o mediante pile) misurare la perdita naturale dell' apparecchio durante un tempo determinato, per solito due minuti: eseguita questa prima misura, produrre subito il gorgoglìo durante altri due minuti e leggere all' elettrometro l' incremento algebrico del potenziale, quindi determinare di nuovo la perdita senza il gorgoglìo durante lo stesso tempo. La perdita dell' apparecchio durante il gorgoglio è data con molta approssimazione dalla media aritmetica delle perdite osservate prima e dopo l' esperienza. Aggiungendo all' aumento apparente del potenziale dato dall'elettrometro, quello relativo alla perdita si ha l' aumento vero.

Con questi metodi trovai che *la quantità di elettricità sviluppata nell'acqua dall' aria che gorgoglia durante l'unità di tempo, diminuisce col crescere del potenziale fino ad arrivare a zero per un determinato valore di esso.* Oltrepassato questo valore limite, *si ha uno sviluppo di elettricità di segno contrario alla precedente,* sviluppo tanto maggiore quanto più distanti si è dal potenziale limite.

Per afferrare bene il valore limite del potenziale è utile caricare l'acqua a un livello elettrico notevolmente maggiore e quindi studiare le perdite dell' apparecchio col gorgoglìo e senza.

Riferisco qui una delle esperienze in cui appare molto bene l' andamento del processo di elettrizzazione nelle vicinanze del potenziale limite.

	Potenziale in divis. scala 1 Volta — 0,8 div.	Perdita naturale per minuto	Perdita per minuto durante il gorgoglio	Incremento del potenziale dovuto al gorgoglio per minuto
Senza gorgoglio	47,22	0,815		
Con gorgoglio	45,59		0,885	0,105 —
s. g.	43,89	0,745		
c. g.	42,33		0,815	0,118 —
s. g.	40,70	0,650		
	. . . . .	. . . . .		
s. g.	32,19	0,535		
c. g.	31,12		0,510	0,007 —
s. g.	30,10	0,500		
c. g.	29,10		0,495	0,018 —
s. g.	28,11	0,455		
	. . . . .	. . . . .		
s. g.	26,90	0,635		
c. g.	25,63		0,565	0,030 +
s. g.	24,50	0,555		
c. g.	23,39		0,485	0,047 +
s. g.	22,42	0,510		

Da questa tabella si vede come il potenziale limite è compreso tra le due divisioni della scala 26,9 e 28,11 e se ne potrà determinare esattamente il valore ponendo che l'incremento del potenziale è proporzionale alla distanza dal valore limite.

Era interessante lo studiare direttamente, subito dopo il gorgoglìo, lo stato elettrico dell'aria e vedere in che relazione stesse con quello dell'acqua. Il procedimento migliore per questa ricerca mi sembrò quello dei filtri elettrici da includersi isolati nel camino di aspirazione. Le prime esperienze non riuscirono perchè avendo posto il filtro sulla bocca del camino, e per conseguenza troppo vicino all'acqua elettrizzata, le indicazioni all'elettrometro venivano alterate dalla carica elettrica dell'acqua. Tolsi quest'inconveniente mettendo il filtro nell'interno del camino in modo che non risentisse più sensibilmente l'effetto dell'acqua elettrizzata. Con queste modificazioni le esperienze mi diedero i seguenti risultati:

Quando il bicchiere è al suolo, la quantità di elettricità sviluppata durante l'unità di tempo nell' aria che gorgoglia è costante.

Quando il bicchiere è isolato, lo sviluppo di elettricità per unità di tempo diminuisce fino ad arrivare a zero.

Se il potenziale dell' acqua viene portato artificialmente a un punto troppo elevato, allora si nota per l' aria che gorgoglia *una elettrizzazione positiva ossia di segno contrario a quella normale.*

Influenza della purezza dell' acqua.

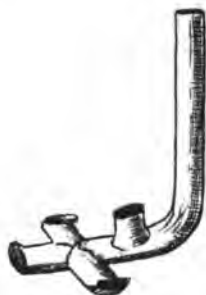
Il limite a cui tende il potenziale dell' acqua elettrizzata mediante il gorgoglìo dipende dalle sostanze in essa disciolte. *In generale* le minime tracce di impurità (sali o altre sostanze in sospensione o in dissoluzione) abbassano considerevolmente il potenziale limite il quale può raggiungere per l' acqua distillata centinaia e probabilmente anche migliaia di Volta. Lasciando infatti per qualche ora dell' acqua distillata in un bicchiere non accuratamente pulito lo sviluppo di elettricità ottenuto è molto minore.

Influenza della quantità d'aria e della quantità d'acqua.

La quantità d' acqua e quella d' aria soffiata non hanno alcuna influenza sul valore massimo del potenziale, solo ne accelerano il raggiungimento.

È della massima importanza trovare la forma adatta e le dimensioni convenienti del tubo da usare per il gorgoglio dell' aria, la pressione del soffio e la quantità d' acqua necessaria per avere l'effetto massimo. Senza dilungarmi a parlare dei risultati ottenuti nelle varie esperienze, dirò senz' altro che l' effetto è tanto maggiore, quanto maggiore è l' agitazione e il rimescolio che l' aria produce nella massa liquida.

Nella maggior parte delle esperienze adoperavo un tubo a quattro aperture producenti larghe bolle d' aria, l' acqua

nel bicchiere raggiungeva circa la metà, la pressione sotto

cui veniva soffiata l'aria era di 24 cm. d'acqua e la quantità d'aria soffiata circa 30 litri al minuto primo.

Espressione matematica del fenomeno.

Per potere stabilire con sufficiente esattezza una legge approssimata sull'andamento del fenomeno era bene studiare separatamente e l'azione diretta del gorgoglio e la perdita dell'apparecchio. Questa seconda, facilmente osservabile, è in via approssimativa proporzionale al potenziale

$$\frac{dV}{dt} = - p\,V.$$

In quanto all'azione diretta del gorgoglio abbiamo visto che diminuisce col crescere del potenziale fino ad essere zero, e secondo il risultato sperimentale si ricava in prima approssimazione

$$\frac{dV}{dt} = k\left(1 - \frac{V}{V_0}\right)$$

in cui k è l'incremento iniziale del potenziale e V_0 il potenziale limite.

L'azione complessiva del gorgoglio e della perdita viene espressa dalla seguente legge differenziale

$$\frac{dV}{dt} = k\left(1 - \frac{V}{V_0}\right) - p\,V$$

che, integrata, dà

$$V = \frac{k}{a}\left(1 - e^{-at}\right)$$

in cui

$$a = \frac{k + p V_0}{V_0}.$$

La relazione fra V e t potrebbe ancora semplificarsi se fosse lecito ammettere che V_0 cioè il potenziale limite non dipendesse da altro che dall' incremento iniziale k quando, beninteso, si mantenessero sempre identiche tutte le condizioni dell' esperienza all' infuori della natura del liquido. Se questa relazione per semplicità si suppone

$$V_0 = \frac{1}{m} k$$

la formola si riduce a

$$V = \frac{k}{m + p}\left(1 - e^{-(m+p)t}\right).$$

Dunque con queste supposizioni, cognita la perdita dell' apparecchio, non si deve determinare che il semplice incremento iniziale del potenziale per avere l' andamento del fenomeno. Volendo conoscere il solo potenziale limite, basta la determinazione dell' incremento iniziale essendo questo sensibilmente indipendente dalla perdita dell' apparecchio.

Risultati di alcune misure.

Acqua pia (antica marcia). — L' incremento iniziale del potenziale nelle varie esperienze con diversi campioni fu di Volta 0,54 — 0,51 — 0,48 — 0,54.

Il potenziale limite misurato direttamente fu di Volta 81 — 81.

Acqua distillata. — Ho già fatto notare come la maggior parte delle sostanze in dissoluzione o in sospensione nell'acqua distillata ne abbassano molto il potenziale limite: questa dimi-

nuzione è molto sensibile anche per tracce estremamente piccole d'impurità.

Sperimentando con vari campioni di acqua distillata di varia purezza trovai come incrementi del potenziale nel primo minuto

Volta 1,95 — 2,04 — 3,24 — 5 — 5,5 — 15,7 — 17,8 .

Perciò supponendo che la relazione fra k e V_0 anche in questo caso fosse uguale a quella esistente nel caso dell'acqua marcia, il potenziale limite sarebbe rispettivamente di Volta 292,5 — 306 — 486 — 750 — 825 — 2355 — 2670.

La determinazione sperimentale di questi limiti non potei farla perchè l'elettrometro a quadranti da meadoperato, non si prestava a letture con potenziali così elevati. Però dalle osservazioni fatte fino a certi limiti con i campioni d'acqua meno puri è facile farsi un'idea di ciò che debba succedere a potenziali più elevati.

Nelle due seguenti tabelle si vede la relazione tra il potenziale dell'acqua e l'incremento di esso dovuto al solo gorgoglìo.

Volta	Incrementi
0	1,95
48	0,849
90	0,351
123	0,150

Volta	incrementi
0	3,24
48	1,725
126	0,600
......	......

Sarebbe forse interessante fare uno studio più accurato sull'influenza delle impurità nell'elettrizzazione dell'acqua e mettere questo fenomeno in relazione con quello della resistenza elettrica dell'acqua distillata.

Acqua marina. — Era già stato osservato che l'acqua satura di cloruro di sodio dà uno sviluppo di elettricità negativa. Ora, data la considerevole quantità di cloruro disciolto nell'acqua del mare, mi è parso interessante misurare direttamente l'elettrizzazione di questa per gorgoglìo.

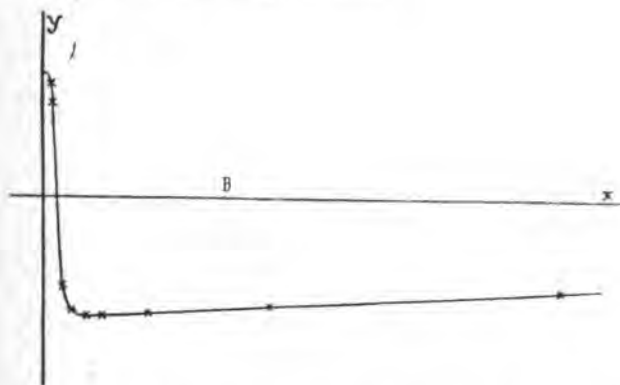
A questo scopo io stesso presi vari campioni d'acqua marina in diversi punti: in vicinanza della spiaggia, di scogli, in alto mare, alla superficie dell'acqua e a una profondità di

cinque metri: il mare era calmo e l'acqua molto limpida. Eseguite poco dopo le misure, trovai ugualmente per tutti i campioni un incremento di potenziale nel primo minuto di Volta 0,2 negativi.

Farò notare incidentalmente che questo risultato non va d'accordo con le osservazioni di Exner sull'elettricità sviluppata per spruzzamento delle onde marine, mentre invece va d'accordo con le ultime osservazioni di J. Elster[1]) il quale facendo direttamente delle misure elettrometriche sulle onde del mare anche dove gli spruzzi erano maggiori, non ha trovato elettrizzazione sensibile dell'aria.

Soluzioni colorate. — Queste esperienze furono eseguite come verifica di quelle fatte da J. J. Thomson coi zampilli d'acqua e mi condussero agli stessi risultati. Come sostanza colorante scelsi il metilvioletto il quale è fra quelle che producono effetti più interessanti.

Cominciai con lo sperimentare sull'acqua distillata; dopo la prima misura aggiunsi a quella una goccia di una soluzione di metilvioletto e feci una seconda misura e così via continuando ad aggiungere una goccia per ogni esperienza.

Traccerò senz'altro la curva dell'elettrizzazione portando sull'asse delle x il numero delle gocce che è proporzionale alla quantità di sostanza colorante disciolta e su quello delle y gli incrementi iniziali del potenziale.

1) Messungen des Elektr. Potentialgefälles auf Spitzbergen und Juist. Terr. Magn. and Atmosph. electr. March. 1902.

Per dare un' idea della quantità di sostanza disciolta farò notare che malgrado il gran potère colorante del metilvioletto, solo verso il punto B l' occhio principia a distinguere una debole colorazione.

Per ricercare se l' effetto fotoelettrico della soluzione colorata avesse relazione con l'andamento del fenomeno, ripetei le esperienze al buio circondando il bicchiere con parecchi strati di carta nera: i risultati furono identici ai precedenti.

Costanza delle misure. — Le misure non possono essere di una precisione molto grande perchè parecchie sono le cause di errore: in primo luogo il soffio non è esattamente costante, in secondo luogo gli spruzzi d' acqua vanno talvolta a toccare il camino, in terzo luogo l' aspirazione di questo non è perfettamente regolare. Cionostante riferirò alcune serie di esperienze eseguite sulla medesima acqua, per mostrare il grado di precisione delle buone misure.

Come incrementi di potenziale iniziali, trovai per il medesimo campione in parecchie misure

11,6 — 11,1 — 11,3 — 11,5 — 11,9 — 12,1.

Come curve di elettrizzazione riferirò tre esperienze identiche sulla medesima acqua. I numeri riportati sono le letture all' elettrometro di minuto in minuto.

0,00	0,00	0,00
2,4	2,4	2,4
4,5	4,4	. . . . .
6,3	6,2	
7,8	7,8	
9,2	9,1	
10,5	10,4	
11,6	11,5	
12,6	. . . . .	
13,5		
14,4	. . . . .	
15,1	14,9	
15,7	15,4	. . . . .
16,3	16,00	16,00
16,7	16,5	16,5
17,2	16,9	16,9
17,6		17,2

Riferisco ancora sommariamente i risultati di due esperienze per la ricerca del potenziale limite dell' acqua marcia.

Potenziale	Increm. per minuto
0	0,16 +
16	0,037 +
22	0,015 +
26	0,01 +
28	0,02 —
40	0,08 —

Potenziale	Increm. per minuto
0	0,18 +
. . . . .	. . . .
22	0,04 +
25	0,03 +
28	0,018 —
44	0,1 —

Per avere un' idea della quantità di elettricità sviluppata dirò che la capacità dell' apparecchio era di 24,75 unità elettrostatiche: perciò nel caso dell' acqua marcia lo sviluppo totale di elettricità era di 6,60 unità elettrostatiche, nel caso dell' acqua distillata lo sviluppo durante il primo minuto variava da 0,165 a 0,885 unità elettrostatiche.

Conclusione.

L' elettrizzazione per gorgoglio è retta dalle stesse leggi dell' elettrizzazione per spruzzamento di getti liquidi.

La carica elettrica sviluppata per gorgoglio di aria in acqua è negativa per la prima e positiva per la seconda.

Il potenziale assunto dall' acqua tende a un limite che si può raggiungere, sia per valori crescenti del potenziale che per valori decrescenti.

Il potenziale limite dell' acqua dipende dalla qualità e dalla quantità delle sostanze in essa disciolte.

Le minime impurità abbassano molto il potenziale limite: per l' acqua distillata molto pura si arriva a centinaia e, probabilmente, anche a migliaia di Volta.

La quantità d' aria soffiata e la quantità d' acqua, hanno influenza solo sulla durata del tempo impiegato a raggiungere il potenziale limite.

Lo sviluppo dell' elettricità nell' acqua marina è debolissimo e ciò in conformità alle recenti misure dirette di J. Elster.

La presenza nell'acqua di tracce d'alcune sostanze (le coloranti, ad es.) influisce moltissimo sull'intensità e talvolta sul segno della elettrizzazione.

Nello sviluppo di elettricità per contatto di aria ed acqua, occorre o la lacerazione di una bolla d'aria o lo spruzzamento di una goccia d'acqua. Holmgren [1]) osservò che il semplice soffio dell'aria sulla superficie dell'acqua non produce elettricità, mentre questa si sviluppa con un'agitazione meccanica violenta della massa liquida.

Per dimostrare in altro modo questo medesimo principio soffiai l'aria attraverso sostanze porose (carta da filtro, tela, cotone, lana) imbevute d'acqua senza mai osservare il minimo sviluppo di elettricità [2]).

Roma, 15 Maggio 1902.

SULL' USO DEL RETICOLO DI DIFFRAZIONE NELLO STUDIO DELLO SPETTRO ULTRAVIOLETTO

del Dott. R. MAGINI [3]).

(Sunto della Nota inserita nei Rend. della R. Acc. dei Lincei, Vol. 11, 2. sem., 1902).

1. In un lungo lavoro che ho ancora in corso sul campo spettrale ultravioletto, ho avuto occasione di portare delle modificazioni all'ordinario metodo di uso del reticolo di Rowland per lo studio dei raggi più refrangibili.

Credo utile pertanto darne una breve relazione, in attesa della pubblicazione dell'intero lavoro.

Io avevo bisogno di uno spettro molto intenso e molto ricco di righe e di bande.

La prima di queste necessità si presenta nella maggior parte dei lavori con lo spettro ultravioletto, perchè soltanto

1) Sur le développement de l'électr. au contact de l'air et de l'eau. Soc. physiog. de Lund 1894.

2) Questo lavoro fu eseguito nel R. Istituto Fisico di Roma con l'aiuto e la direzione dei Proff. Blaserna e Sella ai quali l'autore porge i più sentiti ringraziamenti.

3) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

allora riesce facile e rapido l' esame dei raggi d'onda più corta, quasi sempre deboli e facilmente assorbibili dai mezzi interposti.

La seconda condizione, cui non è possibile soddisfare se non osservando sovrapposti gli spettri emessi contemporaneamente da vari corpi, conduce ad una grande complessità di righe e di bande e richiede quindi una grande dispersione affinchè riesca poi possibile distinguere e misurare gli elementi di quei complessi che differiscono per frazioni piccolissime di lunghezza d' onda. Per questa ragione non è allora possibile adoperare lo spettro ultravioletto del primo ordine che, pur essendo sufficientemente luminoso, possiede una dispersione troppo debole.

Lo spettro del secondo ordine, cui bisognerebbe allora ricorrere, presenta altri difetti: è poco luminoso e gli si sovrappongono spettri di altri ordini; cioè da una parte lo spettro luminoso del primo ordine a cominciare dal violetto e dall' altra l' estremo ultravioletto del terzo.

La presenza di questi spettri rende penosa l' interpretazione delle osservazioni e ne maschera i risultati; bisognerebbe allora procedere alla separazione mediante prismi di quarzo. In tal modo però può venire a mancare la ragione che indusse ad adoperare il reticolo di diffrazione, cioè quella di eliminare ogni mezzo assorbente.

Tali essendo i termini del problema, espongo subito il modo come l' ho risoluto.

2. Il reticolo da me adoperato ha un raggio di curvatura di 3 metri e 14438 linee per pollice.

La sua installazione è semplice e non differisce sostanzialmente dalle ordinarie. Due doppie guide costituite da grosse lastre di vetro da specchi lunghe oltre 3 metri, spianate accuratamente sui bordi, sono poste ad angolo retto in un piano rigorosamente orizzontale. Su ciascuna doppia guida scorre una slitta metallica, portante una doppia piattaforma munita di viti micrometriche, di registro e di livello. Su una delle doppie piattaforme riposa il reticolo R, sull' altra il sistema oculare O (fig. 1). Un tirante di ottone RO riunisce le slitte;

nel suo punto medio M è attaccata, in modo da essere facilmente registrata, una seconda asta MC rigida e leggiera che può scorrere colla sua estremità, provvista di una punta, dinanzi ad un lungo telaio T_1 T_2, incurvato come la circonferenza di diametro RO e poggiato su un cavalletto da fotografia.

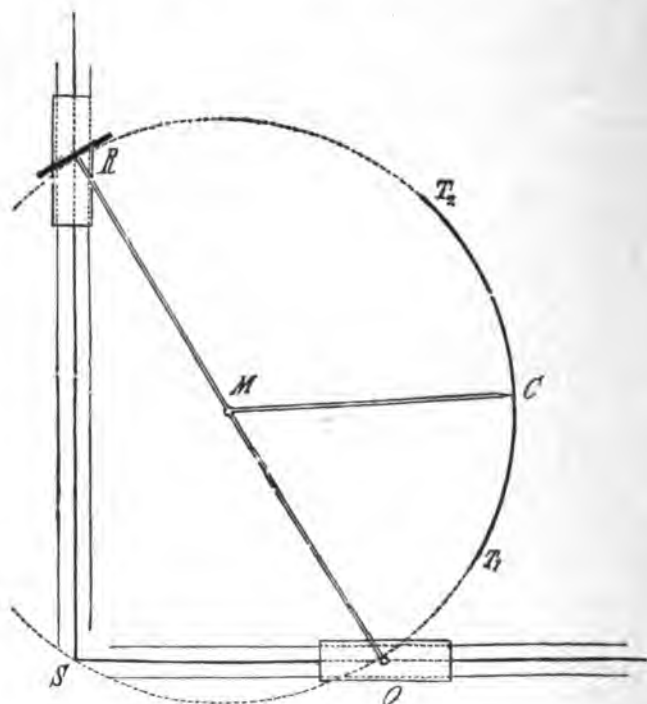



Fig. 1.

Su una delle lastre di vetro è attaccata una scala graduata, sulla quale sono notate le lunghezze d'onda corrispondenti alle posizioni del reticolo e le distanze dell'oculare O dalla fenditura, posta nel punto di incontro S delle linee mediane delle doppie guide.

3. Dalla teoria del reticolo è noto che con una tale disposizione si possono, al solo scorrere delle slitte, osservare gli spettri normali dei primi tre ordini, i quali si trovano ad ogni

istante situati sulla circonferenza di diametro RO. Ma poichè esiste luminosità in tutti quei punti per i quali si verifichi la relazione

(1) $$e\,(\text{sen}\, i + \text{sen}\, \vartheta) = N\,\lambda,$$

fra la costante e, gli angoli i e ϑ di incidenza e di diffrazione contati a partire dalla retta RO, l'ordine N e la lunghezza d'onda λ, così gli spettri ora rammentati non sono i soli forniti dal reticolo. Altri se ne formano infatti dalla parte opposta, a destra — cioè — di chi guardi il reticolo, e precisamente fra questo e la imagine S' della fenditura regolarmente riflessa (fig. 2).

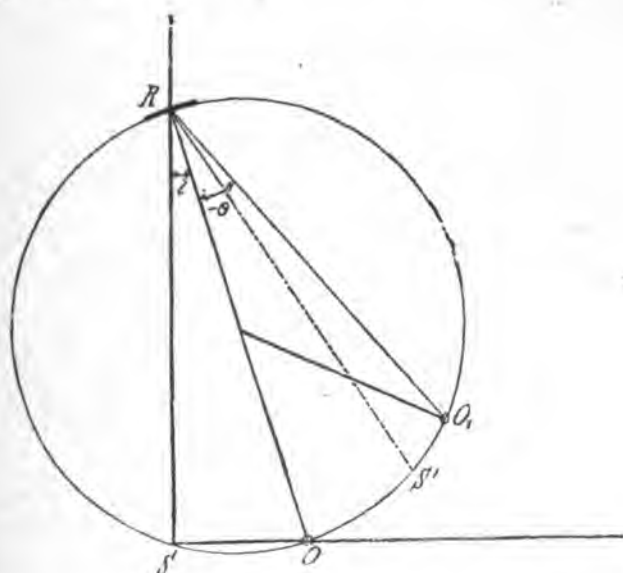



Fig. 2.

Per le proprietà fisiche, gli spettri situati a destra differiscono da quelli situati a sinistra per essere più alti, più luminosi e più dispersi di questi, come ha anche notato il Prof. Rizzo descrivendo una disposizione [1]) da lui creduta vantaggiosa per il loro studio.

1) G. Rizzo. Atti Acc. di Torino, Vol. 34.

E infatti se si osserva che per questi spettri i e ϑ riescono sempre di segno contrario, si scorge subito dalla formola precedente che i successivi valori ϑ corrispondenti ad una lunghezza d'onda fissa vanno aumentando in valore assoluto, col crescere dell'angolo i. E allora dalla formula

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda}=\frac{N}{e \cos \vartheta}$$

che esprime la dispersione in funzione di ϑ, si ricava che anche la dispersione cresce con i.

Spostando quindi il reticolo da una posizione R_1 ad un'altra R_2 per modo che sia $i_2 > i_1$, si otterrà uno spettro ultravioletto del primo ordine I_2 più disperso per tutta la sua estensione e a parità di lunghezza d'onda, dello spettro I_1 corrispondente alla prima posizione. Aumentando notevolmente il valore dell'angolo d'incidenza, si potrà far raggiungere a tale spettro di destra del primo ordine una dispersione che si avvicini o superi quella posseduta dallo spettro normale del secondo ordine.

In ciò consiste appunto il metodo che ho seguito.

Quando tutta la montatura del reticolo è esatta, una pellicola stesa sul telaietto rigorosamente incurvato come la circonferenza di diametro RO corrispondente alla assunta posizione del reticolo è, diciamo così, anch'essa a foco e può ricevere l'impressione delle imagini spettrali. In un tale spettro, è vero, la dispersione non è costante, poichè essa cresce con λ; però in molti casi ciò non costituisce un inconveniente.

In queste fotografie riesce semplice anche il calcolo ed il riconoscimento delle lunghezze d'onda; raccogliendo sempre sulla stessa pellicola l'imagine della fenditura regolarmente riflessa e lo spettro, se s è la distanza fra una riga qualsiasi e quella imagine, per la precedente relazione (1) si ha, come è noto, facendo $N=1$:

$$\lambda=2\, e \operatorname{sen} \frac{s}{4r} \cos\left(i-\frac{s}{4r}\right).$$

dove λ è espresso per i valori di s e di i e $2r=\mathrm{RO}$.

Le distanze s si misurano sulle pellicole dopo che queste sono state sviluppate e asciugate. Quanto ai valori dell' incidenza i, essi si possono ricavare leggendo le distanze SO (fig. 1) segnate sulla scala che, come ho già detto, è unita all'apparecchio. Se poi nell'oculare comparisce una riga la cui lunghezza d' onda sia conosciuta, allora l' angolo di incidenza sarà noto senz' altro, e con maggiore precisione, per mezzo della formola

$$\text{sen}\, i = \frac{N \lambda}{e} .$$

Con questo metodo ho ottenuto delle fotografie di una nitidezza, di una intensità e di una dispersione inaspettate e sono stato in grado di compiere degli studi, nei quali avrei dovuto necessariamente valermi dello spettro normale del secondo ordine.

Ho potuto così evitare gli inconvenienti presentati da quest' ultimo ed approfittare al tempo stesso di quella singolare luminosità che distingue lo spettro di destra del primo ordine.

CORRISPONDENTE ELETTRICO DEL DIAMAGNETISMO.

Esperienza di L. PUCCIANTI.

È noto che l' induzione magnetica e l' induzione elettrostatica in corpi dielettrici presentano una perfetta analogia. Sono pure notissime le esperienze che dimostrano:

1° L'attrazione da parte di un magnete di un corpo di induttività magnetica maggiore di quella del mezzo;

2° La repulsione di un corpo di induttività magnetica minore di quella del mezzo:

3° L' attrazione da parte di un corpo elettrizzato di un corpo di costante dielettrica maggiore di quella del mezzo.

Vero è che su quest' ultima si dovrebbe, a parer mio, insistere nei corsi e nei trattati elementari più assai di quel che non si faccia, perchè in essa è il vero corrispondente elettrico dell' azione di un magnete sopra un corpo paramagnetico. Del resto questa esperienza non presenta nessuna difficoltà; e solo si deve avvertire, perchè sia rigorosa, che è necessario farla con un corpo ben isolante.

Ma per rendere compiuta l' analogia è necessaria e, a quanto io sappia, non è mai stata eseguita, una quarta esperienza, la quale mostri che un dielettrico dotato di costante dielettrica minore di quella del mezzo presenta, in un campo elettrico, un comportamento analogo a quello, che presenta, in un campo magnetico, un corpo diamagnetico, o in generale dotato di induttività minore di quella del mezzo.

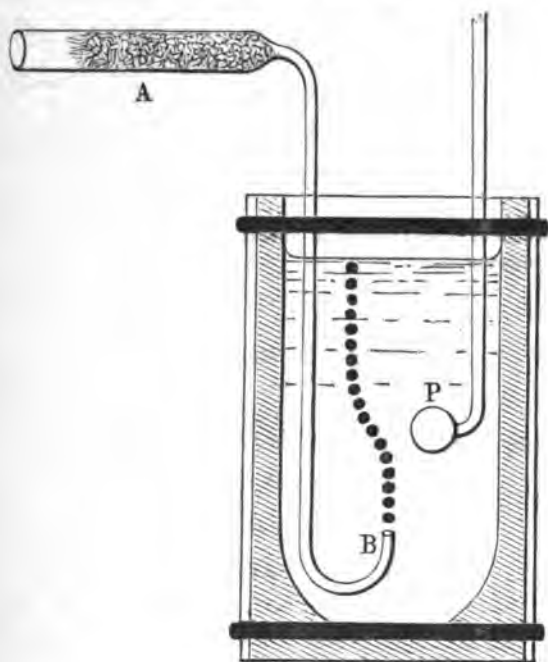
Per suggerimento del Prof. Ròiti ho effettuata questa esperienza, cercando di disporla nel modo più semplice possibile, poichè essa ha più che altro un valore didattico, ed è bene che possa essere eseguita in un corso anche elementare.

Essa non è però di facile riuscita come le altre. Se si cerca di rivelare queste azioni con solidi immersi in liquidi, si va incontro a quei fenomeni assai complicati, dovuti a trasporti di cariche per convezione e conduzione, che han dato

argomento a ricerche del Quincke e dell' Heydweiller e del Vicentini.

La cosa invece riesce bene, se si ricorre a bolle d' aria formate in seno all' olio di vaselina, che è certo fra i liquidi uno dei migliori isolanti.

Per fare questa esperienza uso di un vaso formato da un pezzo a U di ottone a cui si applicano due lastre di vetro da specchi tenute a posto da due elastici. Esso è ripieno di olio di vaselina; vi è immersa una pallina metallica P por-

tata da un filo grosso, coperto di mastice e bene isolato, e vi pesca il tubo di vetro AB colla sua parte capillare ripiegata in su, il quale serve a produrre le bolle di aria.

La parte non capillare è piena di cotone molto pigiato, a fine di rendere le bolle più piccole, e il loro succedersi più regolare. Si spinge l' aria in questo tubo con una tromba, o meglio vi si guida da un recipiente in cui sia stata preventivamente compressa.

In ogni caso è necessario regolare con cura il getto perchè le bolle si succedano rapidamente in una specie di catena non interrotta. Essa giunge alla superficie in linea retta, finchè la pallina P sia scarica; ma se questa si porta con una macchina elettrica ad un potenziale corrispondente a due o tre mm. di scintilla, sia esso positivo o negativo, la successione delle bolle si incurva in senso da allontanarsi dalla pallina, assumendo la forma indicata dalla figura. Riprende l'andamento verticale, appena essa sia scaricata.

L'esperienza può essere resa visibile a molte persone, proiettando sopra uno schermo, con una lampada elettrica e una lente, un'immagine convenientemente ingrandita dell'apparecchio. In tal caso la dimostrazione riesce chiara, specialmente se si mandino le bolle con una successione così rapida, che all'occhio facciano l'impressione di una striscia continuata.

R. Istituto di Studi Superiori in Firenze.
Decembre 1902.

LIBRI NUOVI

SUR LES PRINCIPES FONDAMENTAUX DE LA THÉORIE DES NOMBRES ET DE LA GÉOMETRIE,

di H. LAURENT.

(G. Carré. Paris).

Questo volumetto, si compone di due parti nettamente distinte. La prima riguarda i fondameuti dell'aritmetica, per porre i quali l'A. evita i soliti assiomi, ad essi sostituendo poche semplici ipotesi cioè quella dell'esistenza di quantità suscettibili d'esser divise in un numero qualunque di parti uguali, definendo naturalmente tale operazione, e quella che, quando una quantità va sempre crescendo (o decrescendo), senza divenir più grande (o più piccola) d'una quantità fissa, essa ha un limite. L'A. mostra come su queste sole ipotesi speciali si fondi tutta la teoria dei numeri, da esse potendosi logicamente dedurre ogni altra proposizione, ed afferma doversi seguire per

intero i suoi concetti in ogni corso d' algebra, se non nei corsi d' aritmetica dedicati ai giovinetti nuovi agli studi di matematica.

Nella seconda parte il sig. Laurent espone anzitutto i principj della geometria analitica — euclidea, ellittica ed iperbolica — dell' iperspazio, espressamente dichiarando di trattare un ramo dell' analisi pura, col prendere in prestito dalla Geometria il suo linguaggio figurato solo per semplicità. Mostra nel seguito chiaramente come spetti all'esperienza lo stabilire con quale delle dette tre geometrie sia possibile identificare la geometria del nostro spazio.

L'esposizione è in tutto il libro facile e piana, e la lettura ne è singolarmente attraente. D. G.

LEHRBUCH DER PHYSIK,

von E. RIECKE.

(2. edizione., 2. Vol. Leipzig, Veit et C. 1902),

Questo 2.° volume dell' interessante trattato, di cui già furono riferiti i pregi principali, (cfr. *N. Cim.* (5), 3, p. 244), comprende la elettricità, il magnetismo e il calore. — L'esposizione dell'elettricità è fatta secondo i concetti moderni della teoria degli elettrioni, e specialmente interessanti sono i capitoli sulla scarica elettrica nei gas, che è interamente nuova in questa seconda edizione, e quello della elettroottica, nel quale molti paragrafi tengon conto delle ultime scoperte e delle teorie moderne.

Anche nella trattazione del calore, l'A. si è tenuto al corrente degli ultimi progressi della scienza.

A. STEFANINI.

DIE DORSTELLUNG DE CHROMS UND SEINER VERBINDUNGEN,

von Dott. MAX LE BLANC.

(Halle, W. Knapp. 1902).

È il 3.° volume della raccolta pubblicata dall' Engelhardt (cfr. *N. Cim.* (5), 3, p. 392). Esso contiene l'indicazione di tutti i metodi che a tutto il 1901 sono stati proposti per ottenere il

cromo e i suoi composti mediante la corrente elettrica. La trattazione del Le Blanc è così completa, che rende inutile la consultazione dei lavori originali su questo soggetto.

A. S.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXIV, Aprile 1902.

DE FORCRAND e MASSOL. *Sul calore di solidificazione dell'ammoniaca liquida* (pp. 743-745). — Dopo avere rilevato come il calore di dissoluzione a + 10° dell'ammoniaca liquida presa a — 77° (cioè 1 cal. 77), determinato da uno degli A., poteva ritrovarsi con metodi diversi da quello allora seguito, gli A. rilevano le analogie esistenti tra l'acqua e l'ammoniaca.

I pesi molecolari infatti e, per conseguenza, le densità gassose sono quasi le stesse. L'attitudine a formare combinazioni di addizione con un gran numero di composti saturati è pure generale: la stabilità di queste combinazioni di addizione è del tutto comparabile, e le loro formule sono frequentemente le stesse. Il potere dissolvente dell'ammoniaca liquida è stata comparata a quello dell'acqua. Ambedue danno, per perdita di idrogeno, residui monovalenti OH e AzH^2, che sono particolarmente atti a fissarsi su altri radicali monovalenti e a imprimere loro un carattere speciale.

La differenza più netta che separa l'acqua dall'ammoniaca sta nel valore assoluto del calore di volatilizzazione molecolare L al punto di ebullizione (9,65 per l'acqua e 5,73 per l'ammoniaca). La differenza è 3^{cal},92, ma gli A. osservano che essa dipende dalla differenza che esiste tra i due punti di ebullizione.

LE CADET G. *Dispositivo di elettroscopio atmosferico registratore* (pp. 745-747). — In questa Nota l'A. descrive un dispositivo, col quale intende eseguire misure elettriche al vertice del Monte Bianco. L'A. con questo apparecchio ha cercato:

1° di realizzare un collettore di elettricità che fosse sottratto alle difficoltà che offre, in quella stazione elevata e per una osservazione di lunga durata, l'impiego sia di uno sgocciolamento di acqua, sia di una fiamma;

2° di ottenere la registrazione continua delle indicazioni dell'elettroscopio trasportabile di Exner che gli ha servito, nelle

sue ascensioni in pallone libero, per determinare la variazione del campo elettrico coll' altezza.

DESLANDRES H. *Sugli spettri delle bande dell' azoto* (pp. 747-750).

NORDMANN L. *La causa del periodo annuo delle aurore boreali* (pp. 750-752). — Dopo avere rilevato come, nelle latitudini medie, la frequenza delle aurore boreali subisce una doppia periodicità annua, di guisa che i massimi hanno luogo agli equinozi e i minimi ai solstizi, l'A. cerca di spiegare col ragionamento la causa di questa periodicità. I ragionamenti svolti dall'A. sono indipendenti da ogni ipotesi sulla produzione e sulla natura delle aurore boreali: essi suppongono semplicemente che il sole sia uno dei fattori di questa produzione, e che le aurore si producano con tanta maggiore intensità, quanto minore è il tempo in cui l' atmosfera è stata sottratta all' azione dei raggi solari. Questo fatto d' altra parte, secondo l' A., è dimostrato dalla variazione diurna delle aurore, corrispondendo il massimo apparente di frequenza alle prime ore della sera.

BRILLOUIN. *Oscillazioni proprie delle reti di distribuzione* (pp. 768). — Pomey ha, nei *C. R.* del 24 Marzo 1902, dato una dimostrazione semplice e rapida di una proprietà importante delle reti di distribuzione elettrica: che cioè, in assenza dei condensatori, le intensità delle correnti sono tutte della forma $\Sigma\, Ce^{\lambda t}$, dove le λ sono reali e negative. Non vi sono quindi oscillazioni smorzate o no.

L'A. dopo avere notato come questa stessa proprietà fosse stata da lui prima dimostrata nel 1881, rivendica la priorità dell' enunciato e della dimostrazione di essa a Helmoltz, il quale ne ha trattato fino dal 1851.

FORCRAND (DE). *Sulla relazione* $\frac{L+S}{T} = \frac{Q}{T} = K$ (pp. 768-770). — L'A. ha già mostrato in una Nota precedente che si poteva dedurre da alcuni dati relativi ai cloruri metallici ammoniacali il valore di L + S per AzH^3, cioè $L + S = +\, 7^{cal},695$.

In questa Nota controlla quel risultato facendo la somma dei due termini L e S determinati direttamente. Dividendo quindi L + S per la temperatura di ebullizione, 240°,5, ottiene approssimativamente 32, cioè il valore dato per i cloruri metallici ammoniacali per $\frac{Q}{T}$ o per $\frac{q}{T}$. Ne viene dunque, pel caso dell'ammoniaca, la dimostrazione della legge, che ritiene generale, da lui già enunciata, che:

In tutti i fenomeni fisici o chimici, il calore di solidificazione di una molecola di un gas è proporzionale alla sua temperatura (assoluta) di volatilizzazione sotto la pressione di 760 mm.

BERTHELOT. *Ricerche sulle forze elettromotrici* (pp. 793-807). — L'A., in questa Nota, dopo avere definito che cosa si deve intendere pel calore chimico vero, per calore chimico apparente e per calore voltaico, riporta i risultati delle sue nuove esperienze stabilite allo scopo di approfondire lo studio delle f. e. m. sviluppate da elementi di pile costituite per mezzo di semplici miscugli liquidi, e per definire le relazioni tra queste f. e. m. e le quantità di calore sviluppate da miscugli simili.

Le sue esperienze si riferiscono ai seguenti sistemi:

1° Reazione di un acido libero su una base libera, come la soda o l'ammoniaca;

2° Reazione di un acido sul suo sale di soda o di ammoniaca;

3° Reazione di una base alcalina disciolta, come la soda o l'ammoniaca, sul sale che essa forma con un acido;

4° Reazione di un acido sul sale di un altro acido e specialmente sul bicarbonato di soda;

5° Azione reciproca di due dissoluzioni disugualmente concentrate di uno stesso sale;

6° Influenza dell'atmosfera gassosa, e specialmente dell'idrogeno, sugli elettrodi, con applicazione alla pila di Grove.

Passa quindi a esaminare se pile costituite da miscugli liquidi di acidi, di basi e di sali, dell'ordine di quelle da lui studiate, sono suscettibili di un flusso elettrolitico sensibile, capace cioè di produrre un lavoro chimico esterno continuo, di grandezza apprezzabile. I risultati di cinque serie di esperienze portano che le f. e. m., sovente considerevoli, che sono sviluppate dalla riunione di un gran numero di elementi di pila, costituite da reazioni semplici di neutralizzazione o analoghe, non danno luogo che a sviluppi insufficienti di elettricità per produrre fenomeni di elettrolisi esterna apprezzabili, e specialmente suscettibili di intervenire nella chimica fisiologica.

SAGNAC G. *Principio di un nuovo rifrattometro interferenziale* (pp. 820-821). — Il principio su cui si basa l'apparecchio descritto in questa Nota è il seguente:

Siano M e M' due superfici riflettenti piane, ben levigate, e parallele fra loro. Rischiariamo normalmente questo sistema per mezzo di un fascio luminoso uscente da una lente L, aplanetica per le onde piane perpendicolari all'asse, nel fuoco principale della quale è posta una sorgente di luce sufficientemente mono-

cromatica. Ciascun punto della sorgente fornisce all' uscita dalla lente L un sistema di onde piane, che i due piani M e M' sdoppiano in due sistemi di onde piane parallele, riflesse sotto la stessa incidenza, prossima a zero, e che presentano fra loro una differenza di cammino $2e \cos i$, designando con e la distanza dei due piani paralleli. Le vibrazioni corrispondenti a questi due sistemi di onde si riuniscono, dopo avere attraversato la lente L, in uno stesso punto O (vicinissimo a F se l' incidenza i è piccolissima). Poichè e è costante, la differenza di cammino non dipende che dalla incidenza i, e varia colla posizione del punto O nel piano focale della lente L. Si hanno così le condizioni generali che definiscono la produzione di un sistema di frange localizzate all' infinito.

L'A. osserva che il nuovo dispositivo può essere preferito a quello di Michelson quando interessa avere una temperatura rigorosamente la stessa nelle regioni corrispondenti di due fasci interferenti.

Janet P. *Alcune osservazioni sulla teoria dell'arco cantante di Duddell* (pp. 821-823). — L'A. dimostra, come già aveva segnalato Duddell, che la derivata della differenza di potenziale agli estremi dell' arco rapporto alla corrente circolante nell' arco stesso, deve essere negativa. Ciò che ha luogo con carboni omogenei, anche per oscillazioni raggiungenti la frequenza da 1000 a 10000 per secondo.

Se la resistenza r del circuito derivato è piccola rapporto alla resistenza R del reostato, l'A. trova

$$\left[\frac{d\,(V_A - V_B)}{di}\right] = r\,.$$

Sembra dunque, osserva l'A., che, perchè le oscillazioni si producano, occorra che il regime dell' arco sia tale che il valore assoluto della sua resistenza apparente (negativa) sia uguale alla resistenza del circuito derivato.

L'A. rileva infine che l' arco cantante di Duddell fornisce un mezzo notevole di ottenere, per mezzo di una f. e. m. continua, una corrente alternativa.

Dopo avere notato l' interesse che presenta lo studio dei valori delle correnti e la ripartizione delle energie nelle diverse parti dei circuiti, l'A. si limita in questa Nota a riassumere i risultati ottenuti.

Eginitis B. *Variazioni dello spettro delle scintille* (pp. 824-825). — Allorchè i poli fra cui scoccano le scintille contengono

metalli diversi, le variazioni della self-induzione del circuito modificano profondamente la composizione della luce delle scintille.

L'A. ha studiato il fenomeno nel caso di due poli di alluminio, di 1 mm. circa di diametro, coperti fino a una distanza di 2 mm. dalle loro estremità da una piccolissima quantità di sodio metallico. Ha osservato che quando si fa crescere la self-induzione, le righe dell'alluminio diminuiscono d'intensità rapidamente, mentre l'intensità della riga gialla del sodio aumenta sempre più. Aumentando sempre più la self-induzione del circuito, le righe dell'alluminio diventano sempre più corte e infine tutto il suo spettro viene eliminato. Al contrario, durante questo tempo, la riga gialla del sodio diventa sempre più brillante, e le doppie verde e rossa appariscono e raggiungono un'intensità notevole. L'A. ha ottenuto l'eliminazione completa dello spettro dell'alluminio e delle righe dell'aria, per una capacità di 0,0085 microfarad, con una self-induzione di 0,0002 henry circa, quando la distanza dei poli non sorpassava 1 mm. o 1^{mm},5.

Se la self-induzione del circuito continua ad aumentare, la sparizione dello spettro dell'alluminio persiste, e la riga gialla del sodio, dopo essere stata estremamente brillante, diminuisce d'intensità a partire da un certo valore.

I valori della self-induzione che eliminano lo spettro dell'alluminio variano colle distanze dei poli, aumentando all'aumentare di esse.

L'A. rileva che questo fenomeno presentato dai due metalli, alluminio e sodio, si ritrova con più altri metalli, e che per uno stesso metallo, i valori della self-induzione, che eliminano lo spettro di un altro, variano colla natura di quest'ultimo.

L'A. osserva inoltre che l'eliminazione dello spettro di uno dei metalli è qualche volta difficile, e non è sempre possibile, come nel caso dei metalli Hg, K e Na. Sovente l'aumento della self-induzione ha solamente come risultato la diminuzione della intensità delle righe di uno dei metalli, o il cangiamento di più righe in righe corte.

Dopo avere osservato che l'eliminazione dello spettro di un metallo può ottenersi senza la presenza immediata di un altro metallo sullo stesso polo, l'A. conclude che i metalli i cui spettri si eliminano o diminuiscono d'intensità, sono quelli che danno piccolissime quantità di vapori. Al contrario i metalli il cui spettro resta e aumenta d'intensità, sono quelli che sono molto volatili.

L'A. infine si riserva in un' altra Nota di mostrare come questo fenomeno può essere collegato alle variazioni degli spettri di un metallo e del mezzo ambiente, studiati da Hemsalech.

THOVERT J. *Diffusione retrograda degli elettroliti* (pp. 826-827). — Se si fa diffondere una soluzione di un acido a cui sia aggiunto un altro elettrolito, con una soluzione di questo elettrolito aggiunto, si constata che quest' ultimo corpo, ripartito dapprima in modo uniforme in tutto il liquido, si concentra in alcuni punti durante i primi istanti dell' esperienza.

L'A. riporta qui i risultati delle sue esperienze, e ne dà la spiegazione mediante la teoria elettrolitica della diffusione.

VASILESCO-KARPEN N. *Sulla reazione magnetica dell' indotto delle dinamo* (pp. 827-829).

ROCHEFORT O. *Osservazioni sul funzionamento dei* cohéreurs *e* autodecohéreurs (pp. 830-831). — L'A. dai suoi studi sugli *auto-decohéreurs* in uso è stato condotto a concludere che *tutti i* **cohéreurs a decoesione** *spontanea possono esser portati allo stato di* **cohéreurs ordinari** *col diminuire la pressione dei contatti imperfetti.* Le esperienze intraprese dall' A. non gli permettono ancora di generalizzare la reciproca, per quanto abbia constatato che alcuni radioconduttori a contatto metallo-metallo e a limatura possono facilmente essere portati allo stato di *auto-decohéreurs*, allorchè si aumenta la pressione.

FORCRAND (DE). *Sulla composizione degli idrati di gas* (pp. 835-838). — Il numero n di molecole di acqua combinate alla molecola gassosa, secondo la dimostrazione dell'A., può ottenersi da una delle due formule:

$$n = \frac{Q' - Q}{1430}$$

$$Q' = L + S + n \times 1430 + \frac{T' - T}{D} \times 1000,$$

nelle quali Q è il calore di formazione dell' idrato solido a partire dal gas e dall' acqua *solida*, Q il calore di formazione a partire dalla molecola gassosa e dall' acqua *liquida*, T la temperatura di ebullizione del gas sotto la pressione di 760 mm., T' la temperatura (assoluta) per la quale l' idrato ha una tensione di 760 mm., e infine D l' equivalente termico della vaporizzazione (in media 33",33).

BERTHELOT. *Su alcuni fenomeni di polarizzazione voltaica* (pp. 865-873). — Una serie di esperienze eseguite dall' A. prova

che l' ossigeno dell' atmosfera ambiente non esercita alcuna influenza sulla polarizzazione, almeno immediatamente. Mostra inoltre che l' assorbimento dell' ossigeno dell' atmosfera da parte del pirogallo non ha un' influenza sensibile immediata sulla f. e. m., risultando questa quasi interamente dalle reazioni chimiche interne della pila, almeno fino a quando non si sottopone il miscuglio di ossigeno e di liquido a una violenta agitazione.

Altre esperienze hanno mostrato l' influenza polarizzante di un' atmosfera d' idrogeno, esercitata senza dubbio coll'intermediario della sua condensazione per mezzo del platino, cioè al polo negativo. A questo polo si manifesta l' influenza del pirogallo, influenza simile a quella dell' idrogeno.

L'A. infine ha studiato diverse reazioni, dalle quali risultano fenomeni di polarizzazione complicati, dipendenti dalla grandezza relativa delle f. e. m. di segno contrario, messe in giuoco a ciascuno dei due poli: questi fenomeni tendono a diminuire, e a ridurre perfino verso zero, le f. e. m. normali e a cambiare di segno i due elettrodi: l' elettrodo, reso positivo da una reazione semplice, potendo diventare negativo per l' effetto polarizzante delle reazioni secondarie.

BERTHELOT. *Sui processi destinati a constatare l' azione elettrolitica di una pila* (pp. 873-876). — L'A. riferisce in questa Nota le prove da lui eseguite per constatare l' azione elettrolitica di una pila. Queste prove, nei casi dubbi, e sopratutto quando le f. e. m. sembravano insufficienti, sono state dall' A. eseguite aggiungendo all' acqua acidulata del voltametro alcuni centimetri cubici di una soluzione di pirogallo, il quale assorbe l' ossigeno che tende a prodursi al polo positivo, cioè a manifestare fenomeni di elettrolisi, con una f. e. m. minore della metà di quella che determina la decomposizione dell' acqua semplicemente acidulata. Impiegando questo agente ausiliare, l' idrogeno si sviluppa solo allo stato gassoso su uno dei fili di platino. Se l' elettrolisi è assai attiva, l' altro filo si ricopre tosto di un inviluppo nerastro, risultante dall' assorbimento dell' ossigeno per parte del pirogallo, inviluppo che d' altra parte si discioglie nel liquido per effetto dell' agitazione. Nel caso in cui l' azione sia troppo lenta, questo inviluppo non apparisce. Quando la f. e. m. aumenta, una porzione dell' ossigeno può svilupparsi simultaneamente allo stato libero.

L'A. rileva che per ben definire questi effetti è utile di guardarsi, allorchè si opera nel vuoto, sopratutto col pirogallo, contro alcuni indizi di sursaturazione gassosa, suscettibili di manifestarsi sotto l' influenza di urti e scosse brusche. A questo fine, è essenziale di constatare la localizzazione dello sviluppo gassoso

d'idrogeno al polo negativo, e di verificare che, quando si invertono i poli, questa localizzazione sia ugualmente invertita.

Macé de Lepinay J. *Sopra un nuovo metodo per la misura ottica degli spessori* (pp. 898-900). — Il metodo di misura ottica degli spessori, immaginato dall'A. nel 1887 e applicato poi in particolare alla verificazione del chilogrammo [1]), fondato sull'osservazione delle frange di Talbot, presenta l'inconveniente di abbisognare della conoscenza di un dato ausiliare, l'indice di rifrazione della lamina studiata. Ora, quando lo spessore da misurarsi sorpassa 2 o 3 cm., questa operazione da sola limita a $^1|_{600000}$ la precisione che può raggiungersi. È inoltre da temersi, malgrado che l'indice si determini su un prisma tolto dallo stesso pezzo della lamina, che l'indice così misurato e quello della lamina non siano identici.

L'A. ha cercato di eliminare questa doppia causa di errore, e vi è pervenuto combinando l'osservazione delle frangie delle lamine miste con quella delle frangie delle lamine parallele; avendo cura di portare le due serie di misure sulla stessa regione della lastra. Se, infatti, p e $x + a$ e $P = X + A$ sono i due ordini d'interferenza corrispondenti per la radiazione di lunghezza d'onda λ, x o X essendo le parti intiere, a e A le parti frazionarie, e lo spessore della lastra, il cui indice rapporto all'aria è n, si ha

$$(n-1)\,e = p\,\lambda = (x+a)\,\lambda\,, \qquad 2\,n\,e = P\,\lambda = (X+A)\,\lambda\,,$$

donde si ha

$$2\,e = (P - 2\,p)\,\lambda = (X - 2\,x + A - 2\,a)\,\lambda = (y+b)\,\lambda\,,$$

dove y è un numero intero e b un numero frazionario che si deduce da A e a, senza che sia necessario conoscere i numeri interi X o x.

L'A. si riserva in un'altra Nota di pubblicare la descrizione della disposizione adottata, del modo di osservazione e dei risultati ottenuti.

Tommasina T. *Sull'assorbimento della radioattività per parte dei liquidi* (pp. 900-902). — In questa Nota l'A. si limita a descrivere il dispositivo adottato per studiare l'assorbimento della radioattività per parte dei liquidi. Non crede riportare qui le sue esperienze, d'altra parte puramente qualitative, dopo quanto è

1) Ann. de Chim. et de Phy. 6. serie, T. 10, 1887; 7. serie, T. 5, 1895 e T. 11, 1897.

stato pubblicato dal Curie su tale soggetto nei *C. R.* del 17 Febbraio 1902.

BERTHELOT. *Studi sulle pile fondate sull' azione reciproca dei liquidi ossidanti e riduttori — Dissolventi comuni — Azione degli acidi sulle basi* (pp. 933-950). — L'A. in questa Nota si è proposto di esporre un certo numero di esperienze sintetiche, destinate a mostrare per qual ordine di reazioni chimiche, suscettibili di prodursi allo stato normale in seno ai tessuti degli esseri viventi, a mezzo dei principi immediati che li costituiscono, si può riuscire a mettere in libertà per elettrolisi gli acidi, anche i più energici, come l'acido cloridrico e l'acido solforico; acidi la cui esistenza è infatti constatata, per uno di essi, dalle secrezioni dello stomaco, per l'altro alla superficie degli organi di alcuni molluschi.

FÉRY. *La misura delle temperature elevate e la legge di Stéfan* (pp. 977-980). — Dopo avere svolte alcune considerazioni dalle quali l'A. è stato indotto a pensare che la semplice relazione di Stéfan

$$R = a\,(T^4 - t^4)\,,$$

che ad alta temperatura può ridursi all' altra

$$R = a\,T^4\,,$$

può servire alla misura di temperature, la cui misura non è possibile con altri metodi, l'A. descrive un pirometro a radiazioni calorifiche, da lui ideato, misurante la temperatura dei solidi raggianti per mezzo dell' innalzamento di temperatura di un corpo termometrico convenientemente scelto.

GUILLEMIN. *Scala universale dei movimenti periodici, graduata in sawarts e millisawarts* (pp. 980-982). — In acustica si impiegano sopratutto due unità: l'*ottava* per i grandi intervalli, il *comma* per i piccoli. L'A. osserva che sono entrambi molto incomode, perchè per valutare la grandezza di un intervallo $\frac{m}{n}$ bisogna applicare una delle due formule

$$x_{oct} = \frac{\log \frac{m}{n}}{\log \frac{2}{1}} \qquad e \qquad y_{comma} = \frac{\log \frac{m}{n}}{\log \frac{81}{80}}\,,$$

che richiedono calcoli numerici laboriosi.

L'A. propone quindi di sostituire all'*ottava* e al *comma* il *savart* Σ e il *millisavart* σ, chiamando *savart* l'intervallo $\frac{10}{1}$ il cui log = 1 e vale 3 ottave + una terza maggiore. Con questa unità le formule scritte sopra diventano semplicemente

$$x_{\Sigma} = \log \frac{m}{n} \qquad e \qquad y_{\sigma} = 1000 \log \frac{m}{n}.$$

Dopo avere descritti i vantaggi del millisavart sul comma, l'A. formula le due proposte seguenti:

1° Definire il diapason normale $\Delta = 1000$ M = 434,3.

2° Definire il millisavart $1^{\sigma} = 1000 \log \frac{\Delta + \frac{1}{2}}{\Delta - \frac{1}{2}}$.

In linguaggio ordinario l'A. rileva che il millisavart ha tre definizioni concordanti:

1° È la differenza di due diapason Δ di cui uno è alzato, l'altro abbassato di $^1/_2$ vibrazione;

2° È la differenza fra due diapason facenti un battimento al secondo;

3° È la frazione $\frac{\Delta + \frac{1}{2}}{\Delta - \frac{1}{2}} = 1{,}00230$ il cui logaritmo è 0,001.

Berthelot D. *Sulla graduazione delle coppie termoelettriche* (pp. 983-985). — Dopo avere rilevato che bastano due punti fissi per graduare una coppia tra 400° a 1100°, l'A. osserva che i punti più raccomandabili per questo scopo sono il punto di fusione dello zinco (419°) e il punto di fusione dell' oro (1064°): questo ultimo si determina intercalando tra le due estremità dei fili della coppia un sottile filo d'oro da 3 a 4 mm. di lunghezza, e leggendo la f. e. m. al momento della fusione che porta la rottura del circuito.

Dopo avere riportato i risultati da lui ottenuti con due coppie platino-platino irridiato, graduate in tal modo, l'A. indica la disposizione assai semplice da lui adottata per proteggere la coppia dall'attacco dei metalli fusi o bollenti, nei quali si debba piazzare. Per questo ha utilizzato i tubi di porcellana, conosciuti in commercio sotto il nome di tubi di *Rosa*. Dopo avere chiuso una estremità di questi tubi alla fiamma ossidrica, vi ha introdotto la coppia, avendo cura di isolare i due fili della coppia con un minuto cordone di amianto, ripiegato a 8, attraverso a ciascun anello del quale passava uno dei fili della coppia.

L'A. nota infine che con un buon galvanometro si ottiene senza difficoltà una sensibilità di 0°,1 in prossimità di 1000°.

AUBEL (van) E. *Sugli indici di rifrazione dei miscugli liquidi* (pp. 985-987). — Contrariamente a quanto aveva affermato il Leduc in una sua recente Nota [1]), che cioè l' energia rifrattiva dei costituenti si conserva nel miscuglio, anche quando si produce una contrazione di volume e uno sviluppo di calore importanti, l'A., dai risultati avuti nei suoi studi sul miscuglio di acetone e di acqua, e di anilina e alcool etilico, trae la conclusione che l'energia rifrattiva $\frac{n-1}{d}$ non si conserva in generale nei miscugli liquidi.

TEISSERENC DE BORT. *Variazioni della temperatura dell' aria libera nella zona compresa fra* 8km *e* 13km *di altezza* (pp. 987-989). — In questa Nota sono riportati i risultati della discussione delle osservazioni rilevate da 236 palloni-sonde, lanciati dall' Osservatorio di meteorologia dinamica, di cui tutti hanno sorpassato l' altezza di 11 km., 64 hanno raggiunto l' altezza di 14 km. Il fatto più saliente che si rileva da queste osservazioni è il seguente:

1° Mentre in media l' abbassamento di temperatura coll'altezza aumenta a partire dagli strati bassi, e raggiunge nelle regioni già esplorate un valore assai prossimo a quello che corrisponde alle variazioni adiabatiche dell' aria secca, questo abbassamento, in luogo di mantenersi a misura che ci si innalza, come si era supposto, passa per un massimo, poi diminuisce rapidamente, per diventare press' a poco nullo a un' altezza che è, in media, di 11 km.

2° A partire da un' altezza variabile collo stato atmosferico (da 8 a 12 km), comincia una zona caratterizzata dalla debolissima decrescenza della temperatura, o anche da un aumento leggero con alternative di raffreddamenti e riscaldamenti. Non è possibile precisare lo spessore di questa zona: ma, secondo le osservazioni attuali, sembra almeno raggiungere più chilometri.

P. BACCEI.

Journal de Physique.

Luglio, Agosto, Settembre, Ottobre 1902.

HOSPITALIER. *Ondografo* (pp. 409 417). — L'ondografo è un apparecchio che ha per scopo di registrare direttamente, coll' inchiostro, sopra una striscia di carta, in funzione del tempo, le curve rappresentative di un fenomeno elettrico periodicamente e rapidamente variabile (f. e. m., intensità, potenza ecc.).

1) C. R., 17 Marzo 1902, p. 645.

L' A. descrive particolareggiatamente gli elementi che lo costituiscono e il suo funzionamento.

Dufet H. *Sopra la dispersione anomala nei cristalli di solfato di neodidimio e di praseodidimio* (pp. 418-426). — Questi due sali, e sopratutto il primo, presentano un fenomeno che l' A. crede del tutto nuovo: la dispersione anomala degli assi di elasticità ottica.

La presente Memoria ha appunto lo scopo di studiare questo fenomeno.

Colardeau E. *Banco per la fotografia stereoscopica a corta distanza. Effetti diversi del rilievo stereoscopico* (pp. 427-440). — Quando si eseguisce la fotografia stereoscopica di un oggetto a piccole distanze con un apparecchio binoculare, si riscontra l' inconveniente che le immagini della parte centrale dell' oggetto non cadono più sui centri delle due parti della lastra dove si devono imprimere le due prove. Inoltre, nel tirare la prova positiva, il decentramento delle immagini suddette sussiste ancora, ma in senso contrario, in modo da costringere gli occhi a uno sforzo dannoso. L'A. ha combinato un dispositivo di banco ottico, che, correggendo il primo difetto, permette di attenuare anche il secondo.

Cremieu V. *Sopra una bilancia molto sensibile, senza coltello. Sue applicazioni a diverse misure elettriche* (pp. 441-448). — Nelle bilancie a coltello la sensibilità è limitata da varie condizioni meccaniche, prima fra le quali l' effettuarsi delle oscillazioni del giogo non attorno a una linea geometrica, ma a una superficie di contatto.

L'A. ha soppresso questo inconveniente sopprimendone la causa e costruendo delle bilancie leggerissime in cui il giogo è sostenuto da un filo di bozzolo.

Tali bilancie, di cui è descritto l' uso, sono state adoprate dall'A. anche per misure elettriche.

Bose J. C. *Sulla risposta elettrica della materia vivente e animata sottoposta ad una eccitazione. Due processi di osservazione della risposta della materia vivente* (pp. 481-491). — L'effetto dell' eccitazione sopra una sostanza vivente è generalmente messo in evidenza dalla cosiddetta *risposta*. Nel caso dei tessuti motori, l' eccitazione produce un cambiamento di forma e si può così ottenere una *risposta meccanica*, come pei muscoli. Per altri tessuti, come i nervi, l' eccitazione non produce alcuna modificazione visibile, ma può esser manifestata per mezzo di alcune variazioni di f. e. m. Il vantaggio del metodo d' investigazione elettrica sta nella sua generalità.

Nel caso in cui la risposta meccanica si può osservare, si trova che i risultati delle registrazioni meccaniche ed elettriche sono identici.

I fenomeni di risposta elettrica sono considerati generalmente come l'effetto di una *forza vitalè* sconosciuta, inaccessibile all'investigazione della fisica. L'A. si propone di mostrare che questa opinione non è giustificata e che il fenomeno della risposta esiste anche nella materia non vivente. Dalle esperienze eseguite conclude che i fenomeni di risposta non impongono la supposizione di una forza vitale: sono fenomeni fisico-chimici e suscettibili d'esame coi metodi fisici.

Macé de Lépinay J. *Sopra le frangie delle lamine sottili in vicinanza della riflessione totale* (pp. 491-498). — Il Jamin ha segnalato gli aspetti singolari che prendono queste frangie quando si esaminano in luce omogenea sotto un' incidenza vicina a quella che corrisponde alla riflessione totale. Inoltre il Jamin osserva che queste apparenze divengono ben marcate quando si rischiara l'apparecchio colla luce proveniente da una stretta fenditura e decomposta prima con un prisma. La teoria generale non si applica a questo caso perchè in prossimità della direzione limite, a una piccolissima variazione dell' angolo d' incidenza nel prisma corrisponde una variazione considerevole dell' angolo d' incidenza nella lamina sottile.

L'A. dà la fotografia di queste frangie e ne descrive le particolarità esponendone in pari tempo la teoria.

Beaulard F. *Sopra la differenza di potenziale e lo smorzamento della scintilla elettrica a carattere oscillatorio* (pp. 498-503). — L'A., in vista delle ricerche intraprese sulla dispersione elettrica col metodo di Graetz, è stato condotto, per determinare il valore efficace del campo, a studiare la differenza di potenziale agli estremi di un micrometro fra cui avvenga una scintilla oscillante. Dà nella presente memoria, la descrizione del dispositivo adoperato.

Per lo smorzamento trova che questo aumenta, passa per un massimo (per una scintilla di 6 mm.), in seguito diminuisce.

Guillemin A. *Scala universale dei movimenti periodici graduata in savarts e millisavarts* (pp. 504-506). — In acustica si impiegano sopratutto due unità: l' *ottava* per i grandi intervalli, il *comma* per i piccoli. Esse sono molto incomode poichè per valutare la grandezza di un intervallo $\frac{m}{n}$ bisogna applicare una delle due formule

$$x_{ott} = \frac{\log \frac{m}{n}}{\log \frac{2}{1}} \qquad \text{e} \qquad y_{comma} = \frac{\log \frac{m}{n}}{\log \frac{81}{80}}.$$

L'A. propone di sostituire all'*ottava* e al *comma* il *savart* Σ e il *millisavart* σ e chiama savart l'intervallo $\frac{10}{1}$ di cui il log è uguale ad 1 e che è uguale a 3 ottave più una terza maggiore, poichè $\frac{10}{1}=\left(\frac{2}{1}\right)^3\times\frac{5}{4}$. Con questa unità le formule di sopra si semplificano nelle seguenti:

$$x_\Sigma = \log\frac{m}{n} \quad \text{e} \quad y_\sigma = 1{,}000\log\frac{m}{n}.$$

L'A. termina enumerando i vantaggi del millisavart sul comma.

D'Ocagne. (Estratto da una lettera). *Errata alle tavole di Gilbert per gl' integrali di Fresnel* (pp. 507-508).

Leduc A. *Elettrolisi dell' azotato di argento* (pp. 561-573). — L'A. ha studiato l'elettrolisi dell'azotato di argento in vista della determinazione dell'equivalente elettrochimico di questo metallo. La questione che si presentava dapprima era di sapere se la massa d'argento depositata sul catodo per coulomb dipendeva o no dalle condizioni dell'esperienza. L'A. mostra che effettivamente dipende da numerose circostanze: neutralità, acidità o basicità del bagno, concentrazione, temperatura, densità catodica e anodica della corrente.

L'A. si è inoltre molto occupato dell'influenza delle impurità del bagno; e conseguentemente, dell'anodo che serve a rigenerarlo, trovando che i metalli inferiori all'argento nella classificazione di Dumas non hanno in pratica alcuna influenza, anche a forte dose.

Marage. *Misura dell' acuità auditiva* (pp. 574-583). — L'acuità auditiva si misura per mezzo degli acumetri i quali si possono dividere in tre categorie: quelli che riproducono dei rumori; delle vibrazioni musicali; delle vibrazioni della parola.

L'A. studia successivamente un tipo di ciascuno di questi apparecchi esamina quello che dànno in pratica e se effettivamente misurano l'acuità auditiva.

Crémieu V. *Metodo di regolamento automatico del potenziale di un condensatore. Relais elettrostatico* (pp. 583-588). — L'A. dà la descrizione di un metodo per caricare un condensatore a un dato potenziale mediante una macchina elettrostatica e per sospendere automaticamente il caricamento appena raggiunto questo potenziale. Descrive inoltre un apparecchio che permette tale operazione.

KETTERER A. *Sopra l' azione della tensione e delle radiazioni elettriche sopra il cohérer* (pp. 589-594). — L'A. riguardo all' azione della tensione, ottiene che la resistenza finale del cohérer è tanto più piccola quanto la tensione è più forte. Inoltre esercitano un' influenza notevole la distanza della scintilla, lo stato della superficie degli elettrodi, la loro natura. Un minimo di resistenza si produce con una self-induzione tanto più grande quanto più piccola è l' intensità della corrente.

LIPPMANN G. *Sopra la messa a fuoco di un collimatore o di un cannocchiale colla misura di una parallasse* (pp. 625-626).

LIPPMANN G. *Metodo per verificare se una guida o un regolo sono rettilinei* (pp. 626-627).

NAGAOKA H. e HONDA K. *Magnetostrizione degli acciai-nikel* (pp. 627-632). — L' impiego crescente degli acciai-nikel nella costruzione di strumenti di precisione rende interessante il determinare i cambiamenti di dimensione di queste leghe sotto l'azione di un campo magnetico. Le variazioni di lunghezza furono studiate su acciai-nikel contenenti rispettivamente il 46 %, 36 % e 29 % di nikel.

La lega a 46 % subisce le più grandi variazioni nei campi deboli, ma si avvicina rapidamente a un valore limite; le altre leghe hanno un andamento iniziale meno rapido, ma sembra debbano variare più della prima in campi molto intensi. Inoltre tutti gli acciai-nikel magnetici presentano una forte variazione di volume paragonabile a quella del ferro o del nikel.

GUILLAUME ED. *Note sul lavoro dei Sigg. Nagaoka e Honda* (pp. 633-637).

WEISSMANN G. *L' illuminazione elettrica per mezzo di lampade a incandescenza a filamento di carbone e sopra il sistema economizzatore Weissmann-Wydts* (pp. 637-641). — L'A. mostra che esiste una relazione ben definita tra il rendimento luminoso e il diametro dei filamenti e precisamente il miglior rendimento corrisponde ai filamenti più grossi.

Il principio del sistema economizzatore consiste nell' abbassare in modo conveniente e speciale la tensione della corrente di distribuzione (110 o 220 volta) nel luogo stesso dove viene utilizzata, e nell' impiegare lampade a grosso filamento, di tensione molto inferiore a quella di distribuzione.

FOUSSEREAU G. *Apparecchio semplice per osservare i fenomeni di diffrazione e d' interferenza* (pp. 642-643). — È la descrizione di un apparecchio che può esser costruito colle risorse dei più modesti laboratori, magari dagli stessi studenti, e che permette

di mostrare, senza difficoltà, i principali fenomeni di diffrazione e le frangie d' interferenza d' Young. M. ALLEGRETTI.

Drude's Annalen, Vol. 6°, N. 10, 1901.

ABRAHAM M. *Energia di onde elettriche propagantisi lungo i fili* (pp. 217-244). — Studiata in questo lavoro la teoria della propagazione delle onde elettriche lungo un conduttore filiforme, — considerando nell' esempio di due fili paralleli il caso che il circuito sia completato da una corrente propriamente detta e quello del concorso di correnti di spostamento —, vengono esaminate le relazioni fra le quantità caratteristiche della propagazione e la energia elettromagnetica delle onde.

HOLBORN L. *Ricerche sopra resistenze di platino e i termometri all' etere di pretrolio* (pp. 242-259). — Seguito delle ricerche sul termometro all' etere di petrolio indicate dal Kohlrausch (*Wied. Ann.*, 60, p. 1, 1897); siccome resistenze di platino vengono impiegate come termometri campioni, l'A. ha l'occasione di continuare le proprie investigazioni già iniziate insieme al Wien.

TAMMANN F. *Intorno all' influenza della pressione e dell' umidità atmosferica sulle scariche di elettricità statica dalle punte* (pp. 259-280). — L'A. studia il seguente problema: In qual modo dipende la quantità di elettricità radiata da una punta caricata a un dato potenziale dalla pressione ed umidità atmosferiche?

Una macchina di Wimshurst venne messa in rapida rotazione da un elettromotore. Uno dei poli comunicava colla terra, e l' altro era collegato ad una batteria di sette bottiglie di Leyda, la cui armatura esterna si metteva a terra, essendo l' armatura interna in comunicazione con un voltmetro elettrostatico di Siemens e colla punta radiante.

I risultati vengono riassunti nella formula

$$M_x = M_{76} \frac{1}{\sqrt{\frac{76}{x}} - \log \text{nat}\left(\frac{76}{x}\right)}$$

dove M_x è il valor medio di $M r$ e $M v$ alla pressione di x cm, M_{76} lo stesso alla pressione di 76 cm. essendo M il potenziale minimo e avendo le altre quantità la significazione data loro dal Warburg (*Wied. Ann.*, 67, p. 72, 1899).

THIESEN M. *Sulla così detta anomalia dell' ossigeno alle basse pressioni* (pp. 280-302). — L'A. ritiene non inverosimile che l'anomalia dell' ossigeno, la quale corrisponderebbe ad una pressione

di circa 0,7 mm., non esista affatto, avendo errori di esperienza condotto alla sua supposizione.

In tutti i casi non crede si presenti un fenomeno ben definito.

SCHULTZE H. *Intorno all' attrito interno dell' elio e alla sua variazione colla temperatura* (pp. 302-315). — Siccome le esperienze di Lord Rayleigh sono poco attendibili, l'A. studia coll' apparecchio da lui altra volta impiegato all' investigazione dell' argon il coefficiente di attrito dell' elio e sua variazione colla temperatura, nell' intervallo fra 15° e 184°. I valori ottenuti sono superiori di più del 10 per cento a quelli trovati dal Rayleigh per un elio meno puro.

GANZ R. *Dipendenza del trasporto elettrolitico e della forza elettromotrice delle pile reversibili dalle influenze fisiche* (pp. 315-331). — Dedotte le formole generali per la dipendenza del numero di trasporto e della forza elettromotrice da un parametro qualsiasi di stato, l'A. le applica al caso della pressione e a quello della temperatura. I risultati teorici vengono poi verificati collo studio sperimentale dei numeri di trasporto del solfato di zinco.

SANTER F. *Interpretazione delle equazioni del Maxwell del campo elettromagnetico nei mezzi isotropi in riposo* (pp. 331-339). — L'A., col mezzo di apposite combinazioni e modificazioni di alcune ipotesi ben note, mostra come si possa costruire un sistema dinamico semplice e chiaro assai, le cui equazioni di movimento sono affatto analoghe a quelle del Maxwell.

TOEPLER M. *Influenza dei diaframmi sulle scariche elettriche stazionarie attraverso l'aria alla pressione atmosferica* (pp. 339-347). — Si studiano qui le scariche elettriche che avvengono nello spazio esplosivo inserito nel circuito di una macchina di Toepler, essendo gli elettrodi costituiti da una punta metallica e da un piatto semi-conduttore, se si intercalano nello spazio esplosivo dei pezzi metallici o dei diaframmi.

MATTHIESSEN L. *Imagine astigmatica del fondo orizzontale e piano di un bacino d'acqua* (pp. 347-353). — Soluzione completa di un problema ben conosciuto ma sin qui imperfettamente trattato, quello dell' imagine del fondo orizzontale e piano di un bacino d' acqua.

KNOBLAUCH E. *Contribuzione alla conoscenza delle scariche da punte collegate con un polo di Tesla* (pp. 353-373). — Le punte del Tesla non hanno potenziale costante, se vengono collocate davanti ad un piatto metallico a distanza variabile, corrispondendo il valore massimo della loro tensione al momento della disparizione delle scintille dirette fra punta e piatto, allo stesso momento cioè del valore massimo del potenziale del piatto.

Codeste punte emettono contemporaneamente elettricità positiva e negativa.

SILBERSTEIN L. *Integrali simbolici delle equazioni elettromagnetiche* (pp. 373-398). — Ricerche teoriche che non si prestano ad un breve riassunto.

KRENSLER H. *Effetto foto-elettrico in vicinanza al potenziale esplosivo* (pp. 398-412). — Questa ricerca verifica che gli effetti del Hertz e del Hallwachs sono dovuti ad una stessa azione della luce, alla produzione cioè d' una corrente elettrica, e che i metalli poco sensibili ai potenziali bassi mostrano effetti intensivi in vicinanza al potenziale esplosivo, essendo in questo caso le condizioni identiche a quelli dell' effetto di Hertz.

KRENSLER H. *Impiego della corrente fotoelettrica alla fotometria dei raggi ultravioletti* (pp. 412-424). — Siccome l' effetto fotoelettrico è eccessivamente intenso in vicinanza al potenziale esplosivo, codesto fenomeno si presta molto bene alle misure fotometriche dei raggi ultravioletti; si deve però sempre tenersi ad una certa distanza da quel potenziale, onde rimanere nell' intervallo della proporzionalità fra intensità fotometrica ed effetto.

ESCHENHAGEN M. *Elementi del magnetismo terrestre a Potsdam* (pp. 424-428). — L'A. riporta qui i valori degli elementi magnetici osservati a Potsdam nel 1900, e le loro variazioni secolari per l' intervallo dal 1890 al 1900. Pare che la diminuzione annua della declinazione e quella dell' inclinazione siano scemate nel corso dell' ultimo decennio, mentre l' incremento annuo dell' intensità orizzontale ha aumentato un poco.

THIELE H. e ECKARDT M. *Sui robinetti a mercurio* (pp. 428-432). — Elenco delle varie costruzioni dei robinetti a mercurio, a seconda dell' uso a cui sono destinati.

A. GRADENWITZ.

Philosophical Magazine.

Serie 6, Vol. 3 e Vol. 4, 1902.

WILLIAMS W. *Sulla variazione termica dei metalli puri, e su altre questioni affini* (pp. 515-532). — L'A. mediante i dati sperimentali conosciuti, mostra che per molti metalli valgono le relazioni seguenti:

$$\sigma = \frac{K\, m\, V\, \theta}{c\, T} \tag{1}$$

dove σ è la resistenza specifica alla temperatura assoluta θ, essendo K una costante, m la valenza massima, V il volume atomico, T la temperatura assoluta di fusione e c è la costante della rela-

zione $c = V^{1/3} \alpha T$ indicata da Pictet, essendo α il coefficiente di dilatazione del metallo;

$$(2) \qquad \frac{\sigma}{\sigma_0} = (1 + \varepsilon t) \left\{ 1 + \frac{1}{2} (\beta' - \delta') t + ... \right\},$$

dove σ e σ_0 sono le resistenze specifiche a t^0 e a 0° C., ε=0,003665, e β' e δ' son definiti da $\beta' = \frac{\beta}{1 - \frac{273\beta}{2}}$, $\delta' = \frac{\delta}{1 - \frac{273\delta}{2}}$, essendo β e δ i coefficienti della variazione termica della dilatazione e del calore specifico;

$$(3) \qquad \varepsilon = \frac{2{,}1\,\beta}{w},$$

dove w è il peso atomico, ed ε l' aumento medio del calore specifico per l' aumento di un grado nella temperatura;

$$(4) \qquad \frac{\sigma_e}{\sigma_s} = \frac{\lambda_e}{\lambda_s},$$

dove σ_e e σ_s sono le resistenze specifiche allo stato liquido e allo stato solido nell' immediata prossimità della fusione, e λ_e e λ_s sono i corrispondenti valori di $\lambda = V^{1/3} \alpha \theta$.

Beattie J. C. e Morrison J. T. *Elementi magnetici al Capo di Buona Speranza dal 1605 al 1900* (pp. 532-535).

Olszewski K. *Determinazione della temperatura d' inversione dell' effetto Kelvin nell' idrogeno* (pp. 535-540). — Per poter liquefare l' idrogeno col processo Linde occorre operare col gas raffreddato al di sotto della temperatura d' inversione dell' effetto Kelvin-Joule; perchè altrimenti l' idrogeno dilatandosi senza eseguire lavoro esterno si riscalderebbe. Per tale temperatura d' inversione Witkowski assegnerebbe i valori — 46° C., ammettendo la coincidenza termodinamica dell' inversione per l' idrogeno e per l' aria, ovvero il valore — 79° C. partendo da una formola empirica di Rose Innes.

Per l' importanza che ha la cognizione esatta di quella temperatura, l'A. ha impreso delle esperienze dirette per determinarla, eseguite con un apparecchio analogo a quello di Linde, e col quale l' idrogeno si espandeva alla pressione atmosferica in un recipiente che poteva esser convenientemente raffreddato. Egli ha trovato che la temperatura d'inversione è per l'idrogeno di — 80°,5;

e da questa ne deduce per la temperatura critica il valore — 232°,6 C.

Ne resulta che si può liquefare l'idrogeno col processo Linde, raffreddandolo preventivamente a circa — 100° C., temperatura che può facilmente ottenersi con anidride carbonica solida ed etere. Adoperando come mezzo frigorifico l'aria liquida, è chiaro per altro che la liquefazione dell'idrogeno verrebbe notevolmente accelerata.

WALKER J. *Sull' analizzatore ellittico di Mac Cullagh e Stokes, e su altre applicazioni di una rappresentazione geometrica dello stato di polarizzazione di un fascio di raggi luminosi* (pp. 541-549). — Dopo aver accennato all' uso di un nicol e di una mica quarto d'onda per polarizzare ellitticamente la luce, l'A. illustra il modo indicato da Poincaré di rappresentare geometricamente lo stato di polarizzazione della luce per spiegare la teoria della polarizzazione rotatoria del Mallard.

TOWNSEND J. S. *Conduttività prodotta nei gas dalla luce ultravioletta* (pp. 557-576). — In alcuni precedenti lavori l'A. ed altri hanno mostrato che certi fenomeni complicati possono spiegarsi con la teoria della generazione degli ioni per mezzo degli urti; ma in tali casi la conduttività era prodotta dai raggi Röntgen.

In questa Nota l'A. mostra come anche producendo gli ioni mediante la luce ultravioletta che cade su una lastra di zinco, la relazione fra il numero totale n degli ioni che raggiungono la lastra positiva posta ad una distanza d dalla negativa, è dato da

$$n = n_0 \, e^{\alpha d} ,$$

essendo n_0 il numero degli ioni prodotti dalla lastra negativa, ed α il numero di quelli prodotti da uno dei precedenti mentre attraversa un centimetro di gas.

Questa teoria spiega gli effetti che la variazione della forza elettrica, della distanza fra le lastre e della pressione esercitano sulla conduttività dei gas; e spiega ancora la grande conduttività che i gas acquistano in campi elettrici rapidamente alternanti, che potrebbe esser dovuta al fatto che gli ioni negativi attraversano una grande distanza prima di scaricarsi sugli elettrodi. Non si spiega peraltro perchè, nel caso dei gas composti, sugli elettrodi si portino i costituenti del gas.

HITCHCOCK F. L. *Sui vettori differenziali* (pp. 576-586). — È uno studio della differenziazione dei vettori, che si collega con gli operatori ∇ e ϕ dei quaternioni.

POLLOCK J. A. e VONWILLER O. U. *Alcune esperienze sulle onde elettriche nei sistemi di fili corti, e sulla capacità specifica induttiva d' una specie di vetro* (pp. 586-606). — L'oscillatore è costituito da un condensatore a dischi circolari la cui distanza può esser variata e misurata esattamente, e da un circuito circolare; talchè se ne può calcolare l' autoinduzione e la capacità. I fili del secondario, che sono fra loro paralleli, comunicano con due piccoli dischi affacciati esternamente a quelli che formano il condensatore, e per rivelatore serve quello di Rutherford a fili di acciaio, la cui smagnetizzazione è studiata con un magnetometro.

Con questa disposizione sono state misurate le lunghezze d' onda sui fili del secondario, sia quando erano liberi sia quando su di essi ponevasi un ponte. Nel primo caso, se le oscillazioni del secondario son forzate, lo sono in modo che il loro periodo libero è prossimo a quello dell' oscillatore, e perciò la distanza fra i nodi lungo i fili non varia continuamente al variare del periodo della scarica. Nel secondo caso le misure eseguite servono a spiegare le variazioni nel massimo delle deviazioni al magnetometro, che si presentano allorchè il ponte si sposta lungo i fili; variazioni dovute al fatto che le vibrazioni del circuito primario sono forzate, e non sono vibrazioni libere del sistema.

Allorchè il ponte si tien fisso, la grandezza della deviazione dovuta al rivelatore dipende dal periodo d' oscillazione del circuito primario. Ritenendo quindi costante l' induzione, le deviazioni cambiano rapidamente con la capacità; e ciò dà il modo di determinare con molta precisione la capacità specifica induttiva di una sostanza, che sia posta fra i dischi del condensatore. Con questo metodo gli A. trovano per una qualità di vetro il valore $K = 7,79$.

WOOD R. W. *Assorbimento, dispersione e color superficiale del selenio* (pp. 607-622). — Per mezzo di sottili prismi e di esilissimi strati di selenio, l'A. determina l' assorbimento e la dispersione di quelle sostanze nelle varie regioni dello spettro, facendone importanti applicazioni alla teoria elettromagnetica della dispersione. È anche studiata la riflessione sulla superficie del selenio, il quale presenta un forte colore superficiale dal verde al violetto cupo, allorchè l' angolo d' incidenza è prossimo a quello di polarizzazione.

KUENEN J. P. e ROBSON W. G. *Proprietà termiche dell' anidride carbonica e dell' etano* (pp. 622-630). — Per mezzo delle misure già eseguite dagli A. sulla tensione del vapore della CO_2 a basse temperature, e dei dati resultanti da altre ricerche è pos-

sibile discutere le proprietà termiche di questa sostanza entro limiti assai più estesi che per l'innanzi; e gli A. trovano che la CO_2 segue la legge degli stati corrispondenti, e che il diametro della densità è leggermente convesso verso l'asse delle temperature. Calcolano poi il volume del vapor saturo al disotto di 0° c. e lo confrontano con quello osservato da Mathias. Pel calor latente di evaporazione trovano che, partendo dalla temperatura critica, esso dapprima cresce rapidamente, poi più lentamente e a temperature molto basse di nuovo più rapidamente.

Anche per l'etano sono indicati i resultati dei confronti eseguiti.

TUTTON A. E. *Dilatazione termica della porcellana* (pp. 631-642). — Son riportati i resultati ottenuti con un metodo interferometrico, dai quali si può concludere che la dilatazione dei recipienti di porcellana adoperati nei termometri ad aria non può rappresentarsi con una formola a due termini in intervalli di temperatura comprendenti alcune centinaia di gradi; e che le estrapolazioni dalle formole determinate direttamente conducono ad errori rilevanti.

PATTERSON J. *Sul cangiamento della resistenza elettrica dei metalli in un campo magnetico* (pp. 643-656). — Secondo J. Thomson, la corrente elettrica essendo nei metalli trasportata da corpuscoli carichi negativamente, i quali son deviati dalla loro traiettoria allorchè son posti in un campo magnetico, deve risultare un cambiamento della resistenza elettrica nei metalli, anche non magnetici, quando sieno posti in un campo assai intenso.

Per suggerimento del Thomson l'A. ha impreso delle misure a questo riguardo, adoperando sottili spirali piane, o dei fili avvolti su sottilissime lastre di mica; e ha trovato che effettivamente un tal cambiamento si presenta per i fili studiati, e nel senso voluto dalla teoria.

WOOD R. W. *Produzione di un campo magnetico con una corrente di particelle elettrizzate* (p. 659). — L'A. ha osservato che il getto di CO_2 che esce da un recipiente ove è allo stato liquido, e che, com'è noto, è fortemente elettrizzato, produce una deviazione notevole in un ago magnetico posto sopra il tubo di vetro da cui esce il getto. Dal senso della deviazione resulta che le particelle di CO_2 trasportano carica positiva. Un calcolo approssimato mostra che la velocità di tali particelle è di circa 2000 piedi al secondo, ciò che costituisce un notevole vantaggio sul metodo del disco girevole di Rowland, col quale alle cariche elettriche non può impartirsi una velocità superiore a 300 piedi al secondo.

Serie 6, Vol. 4, 1902.

RUTHERFORD E. e BROOKS H. T. *Confronto delle radiazioni emesse dalle sostanze radioattive* (pp. 1-23). — Studiando la deviazione che le radiazioni subiscono in un campo magnetico, e l'assorbimento in diversi corpi, gli A. concludono che la radioattività è un fenomeno molto complesso. L'uranio e il radio emettono particelle cariche negativamente, in tutto simili ai raggi catodici; e inoltre l'uranio, il radio e il torio emettono raggi non deviabili in un campo magnetico, ma che sono facilmente assorbiti da gas e da metalli, e che differiscono gli uni dagli altri pel potere penetrante. Il torio e il radio poi emettono emanazioni radioattive simili in tutto ai gas radioattivi.

BARUS C. *Dimensioni delle particelle d'acqua che producono i colori coronali e assiali nella condensazione nubiforme* (pp. 23-29). — Secondo le misure dell'A. i globuli di acqua che producono dei colori o per diffrazione di raggi divergenti o per assorbimento del fascio luminoso assiale hanno dimensioni che variano da 280 a 2530 milionesimi di centimetro. I nuclei condensanti erano di carbone o di solfo. In questa Nota son contenuti soltanto i resultati; le esperienze eseguite son descritte nell'*Amer. Journ. of Science*, vol. 13, 1902.

DURAK J. J. E. *Raggi Lenard* (pp. 29-45). — L'A. ha misurato la velocità dei raggi Lenard e il loro potere ionizzante, a pressioni diverse, ed ha trovato per la velocità valori che variano da 50×10^9 cm. a $3,2 \times 10^9$ cm. al sec. Pel numero di ioni prodotti da un ione Lenard nel percorso di un centimetro, l'A. trova valori che dipendono dalla velocità degli ioni; e viene indicato come ciò possa dedursi dalla teoria proposta in proposito da J. J. Thomson.

NAGAOKA H. e HONDA K. *Sulla magnetostrizione dell'acciaio, del nichel, del cobalto e dell'acciaio al nichel* (pp. 45-72). — È uno studio della magnetizzazione dei metalli sopra accennati, del cambiamento di lunghezza e di volume che ne consegue, dell'effetto che sulla magnetizzazione producono trazioni meccaniche e la torsione.

BAKER W. C. *Effetto Hall nell'oro per deboli campi magnetici* (pp. 72-84). — Dalle misure eseguite dall'A. resulta confermato, come già fu indicato da Kundt, che il coefficiente di Hall per l'oro è costante, per campi magnetici compresi fra 12 e 21500 unità.

HARTLEY W. N. *Ricerche sulla composizione del platino fragile* (pp. 84-89). — Son riferiti i resultati dell'analisi spettrale

eseguita dall'A. su alcuni frammenti del platino che serve pei dentisti. Da tale analisi si riconosce l'importanza che ha la determinazione esatta delle lunghezze d'onda delle linee spettrali non solo, ma anche l'utilità che deriva dal poter distinguere linee di lunghezze d'onda molto prossime dovute a metalli diversi, per mezzo delle differenze del loro carattere.

VOIGT W. *Sulle proprietà dei cristalli pleiocroitici in direzioni vicine all'asse ottico* (pp. 90-97). — È uno studio sulla propagazione della luce nei cristalli, fondato sulle proprietà dei tensori definiti in un altro lavoro (Cfr. *N. Cim.* (5), 4, p. 68).

STRUTT R. J. *Scarica dell'elettricità positiva dai metalli caldi* (pp. 98-103). — L'A. trova che la dispersione della elettricità positiva comincia a temperature assai poco elevate e si rende molto sensibile già a 270° c., crescendo poi rapidamente con la temperatura.

VINCENT J. H. *Relazione numerica generale fra i pesi atomici* (pp. 103-115). — I pesi atomici degli elementi conosciuti si posson rappresentare, secondo l'A., con la relazione

$$W = N^{1,21}$$

essendo N un numero intero che rappresenta il posto che occupa l'elemento in una serie in cui essi son disposti per ordine ascendente di peso atomico. È da notare però che per alcuni elementi si hanno divergenze sensibili, e che nella serie sopra detta bisogna lasciare alcune lacune, affinchè i pesi atomici dei corpi noti possano esser rappresentati da quella relazione.

KUENEN J. P. e ROBSON W. G. *Osservazioni sui miscugli con pressione di vapore massima o minima* (p. 116). — Le esperienze qui descritte, furono intraprese per completare il confronto fra la teoria e i fatti sperimentali già ottenuti precedentemente (cfr. *N. Cim.* (5), 3, p. 334).

DE NIKOLAIÉVE M. W. *Su una nuova reazione fra i tubi elettrostatici e i coibenti, sul campo elettrostatico attorno una corrente elettrica, e sulla teoria del Poynting* (pp. 133-138). — Vedi *N. Cim.* (5), 4, p. 68 e 146.

Lord KELVIN. *Dinamica molecolare di un cristallo* (pp. 139-156). — Questa Nota contiene lo sviluppo matematico dei concetti esposti in una precedente comunicazione sulla « Costituzione molecolare della materia » *(Proc. R. Soc. Edin.* 1889). L'A. determina dapprima il lavoro necessario a separare l'uno dall'altro gli atomi di un aggruppamento omogeneo di molecole, e facendo diverse ipotesi sul modo col quale le molecole son fra loro dispo-

ste, determina le leggi delle azioni reciproche. Ma è impossibile riassumere brevemente i calcoli e i resultati cui essi conducono nei singoli casi.

TROWBRIDGE J. *Sugli spettri dovuti alla dissociazione del vapor acqueo e sulla presenza di righe nere negli spettri dei gas* (pp. 156-161). — Come già aveva fatto notare altra volta, l'A. ritiene che quando si scarica una grandissima quantità di elettricità attraverso un gas qualunque, per quante cure si sieno prese per disseccarlo, nello spettro della scarica si presentano sempre le righe del vapor acqueo, o meglio dire quelle che provengono dalla dissociazione del vapore. In questa Nota vengono riferite nuove esperienze che confermano quelle conclusioni. Scaricando un condensatore di 0,6 microf. in un circuito praticamente senza autoinduzione, con un periodo della scarica che si faceva variare da $^1/_{880000}$ a $^1/_{1000000}$ di secondo, e quindi con una corrente media da 5000 a 10000 amp., fu osservato con lo specchio rotante che solo la scintilla pilòta era efficace e che le altre oscillazioni sono assai deboli, e il tubo di scarica divenne di aspetto lattiginoso, per il sodio reso libero dal vetro. Poichè la dissociazione del vapor acqueo rende libero l'ossigeno, questo modo di operare è simile a quello che il Rayleigh adopera per riconoscere piccole tracce d'argon; e infatti con quelle scariche potenti si ha lo spettro dell'argon. Con uno stesso tubo, a seconda dell'intensità della scarica, si può dunque avere o lo spettro a quattro righe dell'idrogeno, o quello del sodio, o quello dell'argon; e il manifestarsi di quest'ultimo è secondo l'A. la prova più convincente della dissociazione del vapor acqueo.

Fotografando lo spettro di una potente scarica attraverso l'acqua, si ha uno spettro continuo anche nella parte più attinica; ma se gli elettrodi stanno a fior d'acqua si ha lo spettro a quattro righe dell'idrogeno o del vapor acqueo.

Se una scarica molto potente attraversa un Geissler a idrogeno ben secco, si ha un pallido spettro continuo con righe luminose e righe brillanti, e le righe pur luminose del vapor acqueo non sono invertite. Si ha dunque una reversibilità selettiva che si manifesta ad alte temperature.

Ne consegue che l'inversione di righe spettrali non indica necessariamente la presenza di strati assorbenti di gas freddi, ma può derivare da un'azione fotochimica dei sali d'argento; e questo fatto è di somma importanza per l'astrofisica. Inoltre la luce intensa dovuta alla dissociazione del vapor acqueo può mascherare quella debole dei vapori metallici nello spettro delle stelle. E infatti l'A. non ha osservato le righe metalliche degli

elettrodi adoperati, nello spettro dovuto al vapor acqueo dissociato.

I sali d'argento, infine, non rispondono a tutte le vibrazioni, e può darsi che vi sieno spettri a temperature altissime istantanee, che non possono esser fotografati.

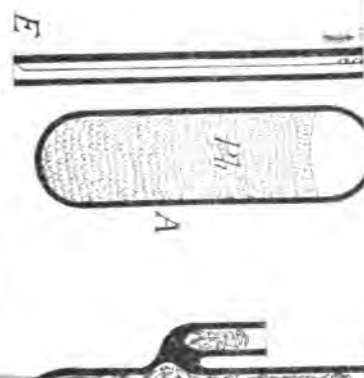
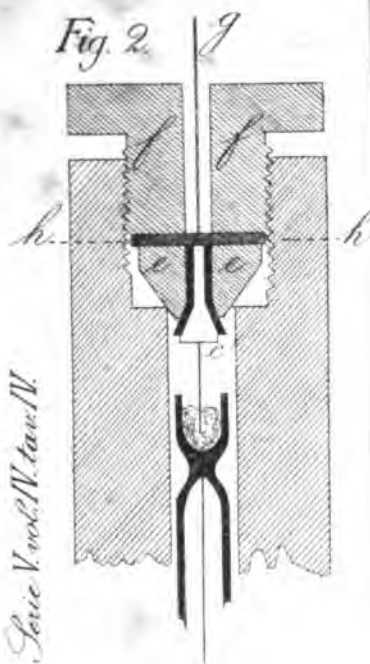
CARSLAW H. S. *Un problema sulla conduzione del calore* (pp. 162-165). — L'A. tratta la propagazione lineare del calore in un solido che si estenda all'infinito da una parte di un piano infinito, mentre si ha radiazione attraverso quel piano in un mezzo mantenuto a zero.

EVERETT J. D. *Contribuzione alla teoria del potere risolvente degli obiettivi* (pp. 166-171). — L'A. mostra come si possa calcolare il potere risolvente degli obiettivi, e fa risaltare il notevole vantaggio che per una buona definizione si ha nel disporre il condensatore in modo, che esso formi, sulla parte di oggetto che si esamina, un'immagine piccola e netta della sorgente luminosa, ciò che rende l'oggetto come se fosse luminoso di per se stesso. Vengono in tal modo eliminati dei fenomeni di diffrazione, che potrebbero alterare l'apparenza dell'oggetto.

A. STEFANINI.

FINE DEL VOLUME IV SERIE V.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

S. Lussana
Nuovo Cimento. Serie V. vol. IV. tav. IV.
Fig. 2
A
Pt
E
g
h
h
f
f
e
e
c

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Hanno fatto adesione alla Società i signori:

Giorgi Ing. Giovanni	Roma
Rossi Dott. Paolo	Milano

Continuazione della Nota pubblicata a pagina CLXVII.

Hanno pagato la quota del 1901 i Soci:

Pasquini Emilio
Perotti Pier Luigi

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Cattaneo Carlo
Cinelli Modesto
Grassi Guido
Lambertenghi Giacinto
Maggi Giov. Antonio

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Ha fatto adesione alla Società il signor

Pezzini Dott. Nicola — Cremona

Continuazione della Nota pubblicata a pagina CLXIX.

Hanno pagato la quota del 1901 i Soci:

Baroni Lucillo
Boggio Lera Enrico
Calvori Pio
Corbino O. Mario
Gritti Renzo
Lauricella Giuseppe
Marcolongo Roberto
Marini Lodovico
Rizzi Giovanni

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Corbino O. Mario
Chiavassa Flaminio
Crescini Ezio
Fornari Ugo
Giorgi Giovanni
Gritti Renzo
Marcolongo Roberto
Pezzini Nicola
Pinto Luigi
Rizzi Giovanni
Rossi Paolo

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Continuazione della Nota pubblicata a pagina CLXXI.

Ha pagato la quota del 1900 e 1901 il Socio:

Pellizzari Ranieri Ferruccio.

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Ercolini Guido | Leone Leonardo

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Continuazione della Nota pubblicata a pagina CLXXIII.

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Carnazzi Procida
Gervasio Guido
Giazzi Ferdinando
Pitoni Rinaldo

CONGRESSO INTERNAZIONALE
DI SCIENZE STORICHE

SOTTO L'AUGUSTO PATROCINIO

di S. M. il RE D'ITALIA

ROMA: Aprile 1903

SEZIONE VIII

Storia delle scienze matematiche, fisiche, naturali e mediche

Chiarissimo Collega,

Nell'aprile del prossimo anno, nei giorni dal 2 al 9, si terrà in Roma un Congresso internazionale di scienze storiche, al quale ha già fatto adesione un cospicuo numero di cultori delle medesime, così d'Italia come di fuori. Una delle sezioni, nelle quali esso è suddiviso, è destinata alla storia delle scienze matematiche, fisiche, astronomiche, geodetiche, naturali e mediche.

Noi ci rivolgiamo, perciò in modo particolare a Lei, che sì efficacemente contribuisce con la sua operosità scientifica all'incremento di siffatti studi, perchè si compiaccia di associarsi a questa impresa, accrescendone con l'autorità della Sua persona l'importanza del successo.

Le saremo ancora più grati se, all'accettazione dell'invito, vorrà aggiungere, un cenno sulle *comunicazioni* che intenderà fare, e sui quesiti che stimerà di proporre alla discussione del Congresso.

A uno qualunque dei sottoscritti Ella potrà chiedere tutti gli schiarimenti che saranno del caso, e d'accordo co' mede-

simi stabilire quanto concerne l' opera sua personale ne' lavori della Sezione.

Accolga, chiarissimo Collega, i sentimenti della nostra maggiore stima ed osservanza.

Roma, 1° Dicembre 1902.

PIETRO BLASERNA, *Direttore dell' Istituto fisico (via Panisperna, 89, Roma).*

VALENTINO CERRUTI, *Prof. nella R. Scuola d' applicazione per gl' ingegneri (Piazza S. Pietro in Vincoli, n. 5, Roma).*

VITO VOLTERRA, *Prof. della R. Università (via in Lucina, 17, Roma).*

PIETRO GIACOSA, *Direttore del laboratorio di materia medica della R. Università di Torino.*

GINO LORIA, *Prof. nella R. Università di Genova.*

Avvertenza.

Per partecipare al Congresso è necessario inviare l' adesione al *Segretariato generale del Congresso, palazzo del Collegio Romano (via Collegio Romano, n. 26),* unendo la quota d' iscrizione in lire **dodici,** e aggiungendo lire **tre** per avere diritto al *ricordo commemorativo del Congresso* (riproduzione artistica in argento di *una antica moneta romana*). Chi pagherà lire **cinquanta** sarà *Socio fondatore del Congresso.*

Gl' inscritti hanno diritto alla riduzione dal 40 al 60 per cento sulle ferrovie, per tutto il regno, e per due mesi (8 marzo - 7 maggio inclusivi); e al 50 per cento per i viaggi sui piroscafi della Navigazione generale italiana per tre mesi (15 febbraio - 14 maggio 1903) su tutte le linee (escluse quelle d' America).

Gl' inscritti riceveranno, a suo tempo, la tessera di riconoscimento, gli stampati per le riduzioni e facilitazioni di viaggio, in ultimo, il volume degli *Atti* del Congresso.

VERBALI

DELLE ADUNANZE TENUTE NELLA VI ASSEMBLEA GENERALE

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

DURANTE

LE FESTE PEL CENTENARIO DELL'ATENEO DI BRESCIA

dal 6 al 9 Settembre 1902

Prima seduta.

(6 Settembre, pomeriggio).

La sesta Assemblea della *Società Italiana di Fisica* viene inaugurata dal Presidente Prof. Righi alla presenza di S. E. il Ministro della P. I. Dopo aver ringraziato il Ministro pel suo intervento, lo ringrazia pure per aver tenuto conto nei nuovi regolamenti universitari di proposte avanzate dalla Società, e particolarmente del desiderio, ripetutamente espresso da molti de' suoi membri e dalle Facoltà universitarie alle quali appartengono, che il corso di Fisica universitario fosse di nuovo reso biennale. Il Presidente aggiunge che probabilmente la Società, nello svolgersi dell'ordine del giorno preparato, avrà occasione di formulare nuove proposte, che saranno presentate a S. E. perchè le prenda in benevola considerazione.

S. E. il Ministro in un forbito discorso saluta i fisici italiani, li ringrazia delle proposte che ebbero a fargli e promette loro di accogliere con sollecitudine i nuovi voti che potranno emettere; anzi li prega e li incoraggia a esporre le loro idee circa l'insegnamento della Fisica nelle scuole italiane.

Ambedue i discorsi riportano unanime applauso, ed uguale accoglienza riceve il discorso pronunziato di poi dall'on. Sindaco di Brescia.

Il Presidente dà quindi la parola all'on. Prof. Battelli, Segretario della Società, il quale commemora il compianto Prof. Felici, che di questa era Presidente onorario. Il Professore Battelli riassume a larghi tratti tutta l'opera scientifica dell'illustre estinto, e degnamente interpreta ed esprime l'ammirazione e il rimpianto che erano nel cuore di tutti.

Stante l'ora avanzata, il Presidente scioglie l'adunanza, rimandando alla seduta successiva l'inizio delle comunicazioni scientifiche.

Seconda seduta.

(7 Settembre, mattina).

Alle ore 8 $^1/_2$ si apre la seduta.

Il Presidente Prof. Righi comunica lettere e telegramma del Prof. Silvanus Thompson, il quale è dolente di non poter intervenire, come aveva divisato; ed una lettera analoga del Prof. Volterra. Comunica pure delle lettere di condoglianza di diversi colleghi per la morte del Presidente onorario Felici. Indi legge una lettera del Prof. Berlingozzi, che offre una sua pubblicazione sul Magiotti.

Si procede alla nomina dei due Segretari dell'Assemblea, e risultano eletti i soci Gandolfi e Cirri. Quindi si iniziano le comunicazioni scientifiche.

Il Presidente dà la parola al Prof. Chistoni dell'Università di Modena, il quale riferisce intorno all'impianto dei parafulmini sull'Osservatorio di Sestola nel Frignano, ed alle precauzioni prese in conseguenza di fenomeni osservati durante scariche elettriche sul Monte Cimone.

Egli rende noto anche l'impianto nello stesso Osservatorio (1097 m. sul mare) d'un pireliometro a compensazione elettrica dell'Angström, simile a quello che già da un anno funziona a Modena (64 m. sul mare), e che renderà possibili studi accurati sulla *costante solare*.

Riferendosi poi ai voti emessi dalla Società di Fisica nei Congressi di Pisa (26 Settembre 1900) e di Bologna (24 Settembre 1901) il Prof. Chistoni prega la Presidenza di adoperarsi per ottenere sollecitamente l'impianto dell'Osservatorio

magnetico sulla spianata del forte di Sestola; e spera che la Direzione del R. Ufficio di meteorologia e geodinamica vorrà almeno entro l'anno prossimo iniziare gli studi per stabilire se il terreno gentilmente offerto dal Comune di Sestola è adatto per costruirvi detto Osservatorio.

Dà poi comunicazione dei lavori fatti nello scorso anno per lo studio delle *sesse* sul lago di Garda. Rende noto che il Governo austriaco farà collocare un limnimetro Sarasin a Riva, e che ciò renderà più facile lo studio delle sesse longitudinali del lago. Rileva infine la necessità di collocare altri due limnigrafi sul lago di Garda.

Il Prof. Lussana dell'Università di Siena espone alcune sue ricerche sulle proprietà termiche dei solidi e dei liquidi. Dopo una breve discussione sull'equazione di stato in generale e sull'equazione di stato termodinamico in particolare, ed un accenno allo studio del Tammann e del Barus sull'esistenza del punto critico nel passaggio dallo stato solido allo stato liquido, l'A. riferisce sulle esperienze da lui eseguite fino ad ora sul fosforo e sull'alfa-naftolo, per pressioni che si estendono fino a 3000 atmosfere e dalla temperatura ordinaria fino a 200°. Un primo resultato di queste ricerche è che le variazioni di volume nell'atto della fusione diminuiscono al crescere della pressione, e che quindi è molto probabile l'esistenza del punto critico.

In assenza del Prof. Lancetta, il Segretario Prof. Battelli descrive brevemente tre apparecchi di lui:

a) Un elettrografo, che serve per rivelare e registrare le scariche elettriche temporalesche, e consta di un rivelatore e di un registratore. La parte principale del rivelatore è un sensibile coherer munito di asta e di comunicazione col suolo. La variazione di resistenza del coherer fa muovere l'ago di una bussola galvanometrica, e questo va a chiudere il circuito di una soneria elettrica facente parte del registratore. Il martelletto della soneria porta una matita di fronte ad un quadrante, che compie una rotazione completa in 24 ore. I punti segnativi indicano colla loro posizione l'ora in cui avviene il fenomeno, e colla loro frequenza l'intensità di esso.

b) Un elettro-tellurografo, che differisce dall'apparecchio precedente, perchè ha due registratori e perchè in esso al sistema del coherer, dell'antenna e della terra vengono sostituite due comunicazioni colla terra.

c) Un pluviografo, che serve a registrare automaticamente: 1° il principio e la fine della caduta della pioggia; 2° l'interruzione della medesima durante le 24 ore: 3° il periodo della massima pioggia caduta.

Il Presidente dà la parola al Prof. Dessau, che descrive un suo apparecchio, il quale va annesso al contatore dell'anemometro Robinson ed alla banderuola, ed è destinato a registrare la velocità e la direzione del vento. A tale scopo l'asse orizzontale del contatore dell'anemometro porta un eccentrico il quale, per effetto della rotazione dell'asse, solleva una slitta guidata fra due aste verticali. Quando l'asse ha compiuto un giro, la slitta cade e durante il movimento di discesa stabilisce un contatto e chiude il circuito di un elettrocalamita, la quale dà un segno sopra una striscia di carta. E così è evitato l'inconveniente di un contatto prolungato, che può verificarsi in altri apparecchi congeneri. Al di sopra di quella striscia si trovano altre quattro elettrocalamite destinate a registrare nel modo solito, ad intervalli di tempo opportuni, la direzione del vento. Esse sono in circuito coi quattro settori di un disco metallico disposto sotto la banderuola e tagliato in maniera che una rotellina, guidata dall'asse della banderuola stessa, possa appoggiare o sopra un solo settore o sopra due settori contigui. Un filo di ritorno comune ai circuiti delle quattro elettro-calamite contiene un contatto, il quale viene chiuso ad intervalli regolari dall'orologio che muove la striscia di carta, e fa passare la corrente di una pila attraverso a quella elettro-calamita o a quelle elettro-calamite, a cui corrisponde la direzione del vento in quel momento.

Dopo alcune osservazioni del Prof. Chistoni sulla necessità di determinare il coefficiente di riduzione dell'apparecchio Robinson, il Prof. Palazzo, direttore dell'Ufficio centrale di meteorologia e geodinamica, fa noto che si propone di mettere a Montemario un anemometro campione come quello di Kiew.

Il Prof. Mazzotto riferisce i risultati delle sue ricerche « *Sulla stagionatura magnetica del ferro a temperature inferiori a 100°* ». I campioni di ferro venivano prima ricotti al rosso vivo per portarli a condizioni magnetiche ben definite e poi « stagionati » mantenendoli per lungo tempo a temperatura costante; di quando in quando si raffreddavano per sottoporli alla determinazione del ciclo magnetico.

In precedenti esperienze (*N. Cimento*, Giugno 1902) l'A. avea studiato l'effetto della stagionatura a temperature di 360°, 180° e 100°: le nuove esperienze si riferiscono alle temperature di 80°, 62°, 46° ed alla temperatura ordinaria.

L'A. fa notare come le nuove esperienze abbiano uno speciale interesse pratico perchè si riferiscono a limiti di temperatura entro i quali si portano i nuclei delle dinamo e dei trasformatori durante il funzionamento, così che questi vanno soggetti a stagionature analoghe a quelle ora studiate.

Studiando l'effetto delle stagionature a temperature da 100° in sù, l'A. avea trovato che le costanti magnetiche subivano modificazioni tanto più profonde e più lente quanto più bassa, entro i detti limiti, era la temperatura di stagionatura, e che tali modificazioni consistevano principalmente in una diminuzione della suscettività ed in un aumento (fino del 200 %) del magnetismo residuo e della forza coercitiva. La diminuzione di suscettività era però diversa a seconda dell'intensità del campo; molto intensa (fino al 75 %) nei campi deboli (0,25 unità) andava regolarmente scemando coll'aumentare della intensità del campo fino a rendersi insensibile per campi d'intensità alquanto elevata (25 unità).

Ora l'A., colla scorta di numerosi diagrammi, dimostra che le stagionature da 100° alla temperatura ordinaria producono nelle costanti magnetiche delle modificazioni analoghe alle sopraindicate, benchè quantitativamente diverse, ma sempre molto accentuate.

Le variazioni massime le presenta il ferro Best; un po' minori di quelle del ferro Best sono le variazioni presentate dal ferro Svedese e minori ancora quelle dell'acciajo; quest'ultimo presentò inoltre la specialità che alla temperatura ordinaria la suscettività invece che diminuire aumentò un poco

(del 10 % per H = 5), mentre il magnetismo residuo restò sensibilmente costante.

Le conclusioni sono le seguenti:

I. La stagionatura a qualsiasi temperatura fra 360° e la temperatura ordinaria, diminuisce la suscettività ed aumenta il magnetismo residuo e la forza coercitiva.

II. Le diminuzioni di suscettività sono insensibili nei campi elevati, ma vanno accentuandosi al diminuire della intensità del campo, e crescono regolarmente di valore fino ai campi più deboli esperimentati (0,25 unità).

III. Gli aumenti di magnetismo residuo sono sensibilmente proporzionali ai rispettivi aumenti di forza coercitiva.

IV. Le dette variazioni presentano un massimo di intensità per la stagionatura a 100°, ma stanno poco al disotto del massimo quelle prodotte fra 60° e 100°.

V. La stagionatura alla temperatura ordinaria produce variazioni molto minori ma nello stesso senso (eccezione fatta per l'acciajo che aumenta un poco la sua suscettività) di quelle a temperatura elevata.

VI. La rapidità colla quale le dette variazioni si compiono, scema rapidamente col diminuire della temperatura di stagionatura, così che il raggiungimento dello stato finale, che si effettua in qualche ora a temperature elevate, esige circa 100 ore a 100° e qualche anno alla temperatura ordinaria.

L'A. termina coll'osservare, colla scorta di altri diagrammi, nei quali sono rappresentate le curve di suscettività (I/H) dei varii campioni prima e dopo la stagionatura, pel campo ascendente da 0 a 40 unità e discendente da 40 fino all'annullamento del magnetismo residuo, che tutte le dette variazioni prodotte dalla stagionatura, ma in particolar modo gli aumenti del magnetismo residuo e delle suscettività, hanno per effetto di allontanare il ramo ascendente dal ramo discendente della curva di suscettività, aumentando così l'area fra essi contenuta, il che dà ragione degli aumenti di perdita per isteresi constatati in pratica nelle macchine in servizio.

Il Prof. Grassi si congratula coll'A. per l'indirizzo dato alle sue ricerche che insieme all'interesse scientifico mirano ad un interesse pratico, essendo indispensabile allo studio delle

dinamo e dei trasformatori il conoscere le variazioni che possono subire le loro costanti magnetiche in causa del continuo riscaldamento cui vanno soggette mentre funzionano, riscaldamento compreso appunto entro i limiti delle attuali ricerche, e si augura che l'A., avendo già acquistata tanta pratica in simili determinazioni, le continui e le estenda, possibilmente anche a caldo, ai varii tipi di ferro ed acciajo usati dai costruttori di macchine elettriche industriali.

Il Prof. Battelli annuncia che studi più estesi sull'argomento furono ora intrapresi nel suo laboratorio; ma che i risultati tarderanno ad esser comunicati stante la lentezza colla quale i fenomeni studiati si manifestano.

La seduta si chiude colla descrizione fatta dal Prof. Battelli di un nuovo *nefoscopio* del Prof. Marangoni.

Terza seduta.

(7 Settembre, pomeriggio).

Alle ore 17 il Presidente apre la seduta e dà subito la parola al Prof. Cardani dell'Università di Parma, il quale accenna prima alle determinazioni necessarie per ottenere in modo diretto il valore del rapporto di Poisson; poi passa in esame i lavori fatti secondo l'indirizzo della classica esperienza di Cagniard-Latour, e ne espone i principali inconvenienti. Le determinazioni con altri metodi portano a resultati così diversi fra loro da fare ancora dubitare se effettivamente esista o no un valore determinato del detto rapporto per le diverse sostanze. Egli perciò ha ripreso il metodo di Cagniard-Latour, cercando però di eliminare tutte le cause di errore. In queste esperienze egli ha adoperato fili metallici molto lunghi (oltre 23 metri) facendo in modo che il fenomeno elastico del filo avvenisse in un recipiente di capacità costante, ripieno di liquido, così che le indicazioni del liquido in un apposito tubo capillare corrispondessero esattamente alle variazioni di volume del filo. Descrive in seguito l'apparecchio, nel quale la trazione del filo avveniva per processi elettromagnetici, discute le cause probabili d'errore e le precauzioni prese per avere misure rigorose.

I resultati ai quali giunge, e che l'A. considera come preliminari, tendono a dimostrare la proporzionalità tra le variazioni di volume del filo e gli allungamenti: tuttavia sembra esistere anche qualche fenomeno elastico secondario, di cui intende occuparsi in seguito. Ma i resultati ottenuti con fili di rame di provenienze molto diverse sono così concordanti, da far ritenere che il rapporto di Poisson per ogni sostanza abbia veramente un valore costante.

Il Prof. Battelli riferisce sulle esperienze fatte quest'anno insieme al Dott. Magri sulle scariche oscillatorie. Continuando lo studio (di cui già pubblicò una prima parte) si rivolse alla soluzione del problema se i circuiti formati da sostanze magnetiche alterino il comportamento della scarica. Il problema fu diviso in due parti, quella in cui la scarica sia costretta a seguire il conduttore di sostanza magnetica, e quella in cui l'ambiente nel quale è immerso il circuito sia esso di sostanza magnetica.

Il primo studio venne fatto cogli apparecchi rotanti e fotografici già dagli A. usati nei loro studi precedenti, e si trovò che un conduttore magnetico dà alla scarica uno smorzamento molto maggiore di quello che essa abbia lungo un conduttore ordinario; e che il periodo d'oscillazione nel primo caso è in media del 4 % circa superiore che nel secondo. Questo aumento però, può dipendere sia dall'aumento dell'autoinduzione, sia (come è più probabile) da quello della resistenza del circuito.

Il secondo studio venne fatto con due metodi diversi: 1° usando i suddetti apparecchi rotanti e fotografici; 2° coll'uso di uno speciale tubo di Braun opportunamente costruito. Queste esperienze dimostrarono anzitutto che il ferro segue le variazioni del campo magnetico anche per scariche oscillanti di qualche milionesimo di secondo di periodo d'oscillazione, e, (cosa notevolissima), che il periodo della scarica va mano mano crescendo dal principio alla fine della scarica stessa. Tale variazione di periodo sembra dovuta ad una variazione di permeabilità magnetica.

Il Prof. Battelli termina mostrando una serie di fotografie di scariche oscillatorie a illustrazione e conferma delle sue deduzioni.

Il Prof. Ascoli della Scuola d'Applicazione degli Ingegneri di Roma comincia dal richiamare la prima memoria sul sistema di unità elettriche proposto dall' Ing. Giorgi e da questo letta in Roma l' Ottobre 1901 all' Assemblea dell'A. E. I. ricorda le osservazioni del Prof. Donati pubblicate insieme nel *Nuovo Cimento*, le nuove proposte dell' Ing. Giorgi e la Commissione nominata dal Prof. Grassi, Presidente di quell' Associazione, per istudiarle.

Rileva l' insufficienza delle tre grandezze fondamentali [C. G. S.] a definire completamente le grandezze elettriche.

Fondamento di tutti i sistemi sono le leggi di Coulomb e di Biot e Savart

$$f=a\frac{q^2}{r^2}, \quad f=b\frac{m^2}{r^2}, \quad f=c\frac{mi}{r}$$

a cui si aggiungono le relazioni

$$it=q, \quad W=qV, \quad iR=V, \quad CV=q$$

che servono di definizione alla corrente i, al potenziale V, alla resistenza R e alla capacità C. Sono dunque 7 equazioni fra le 9 quantità q, m, i, V, R, C, a, b, c: due di queste *debbono* dunque essere scelte ad arbitrio, cioè come fondamentali, oltre alle tre [C. G. S.], che definiscono la forza f, il lavoro W e il tempo t. Nel sistema elettro-statico sono scelte c ed a, nell' elettro-magnetico c e b; in quello del Giorgi c ed i; e restano invece definite le costanti a e b (elettrica e magnetica dell' etere). Viene così tolta di mezzo la coesistenza di due sistemi incompatibili come l' elettrostatico e l' elettromagnetico.

Questa duplicità non è il solo inconveniente dei sistemi attuali. L' inopportunità della scelta delle unità C. G. S. è dimostrata dalla necessità dell' introduzione del sistema *pratico*, il quale può ancora considerarsi come assoluto, purchè si scelgano delle unità fondamentali assai stravaganti (10^9 c. 10^{-11} g). Ma il sistema pratico non è adottato nemmeno in tutti i casi: per le grandezze magnetiche sopravvive il [C. G. S.]. Tale molteplicità di sistemi è sufficiente a mostrare quanto si

sia lontani dalla perfezione e quanto sia necessaria una riforma.

L' Ing. Giorgi si propose di togliere di mezzo questi inconvenienti, pur lasciando inalterate tutte le unità elettriche pratiche oggi usate: e fu così condotto a scegliere come unità fondamentali il *metro* e il *chilogrammo*, collegando direttamente le unità elettriche coi campioni di lunghezza e di massa realmente esistenti.

Questa scelta non può dunque incontrare alcuna obiezione da parte dei pratici, che senza cambiare unità, troverebbero una notevole semplificazione nei calcoli. I teorici poi non potrebbero opporre che ragioni storiche: l' abbandono del sistema [C. G. S.] cui la B. A. è legata da affetto materno; la rinuncia alla definizione teorica delle unità elettriche dopo tanti studi lunghi, faticosi, memorabili. Questa fatica non andrebbe però perduta; essa servirebbe invece, come nota il Giorgi, allo studio delle proprietà dell' etere (determinazione di a e b). Nello stesso modo, dopo che il metro campione fu scelto come unità arbitraria, le operazioni grandiose necessarie alla determinazione del campione teorico diventano altrettante misure del meridiano terrestre.

Alle esposte ragioni, che consigliano di accogliere il sistema Giorgi, si aggiunge la così detta razionalizzazione, avente per risultato di togliere il fattore 4π, che si presenta così spesso nelle formule, e di introdurre definizioni più conformi alle moderne teorie. Su questo solo punto si era concentrata l' attenzione dei fisici inglesi, che proposero di riformare le misure elettriche. Ma tale considerazione, che non pare la più importante, non corregge alcuno dei difetti notati. Invece il sistema Giorgi è completo sotto tutti i punti di vista ed è quindi utile che si procuri di farlo conoscere ed accettare.

Il Prof. Grassi riassume il processo seguito nello studio di questo nuovo sistema, ne raccomanda l' adozione, e propone che se ne interessi anche la Società, come fece la S. E. I.

Infine l' Ing. Giorgi dà alcuni schiarimenti sulla razionalizzazione del sistema *metro, chilogrammo, secondo,* ed espone il nuovo sistema.

Quarta seduta.

(8 Settembre, mattina).

Aperta la seduta a ore 9, il Presidente dà subito la parola al Prof. Majorana, per una sua comunicazione su alcuni nuovi fenomeni magneto-ottici. Egli, guidato dall' idea di ricercare un fenomeno magnetico, analogo alla birifrangenza elettrica scoperta dal Dott. Kerr nel 1875, è arrivato alla constatazione di tre ordini di fenomeni nuovi:

1° *Birifrangenza magnetica.* — Dopo aver richiamato ed eseguite esperienze di birifrangenza già note, si propone di mostrare fenomeni analoghi pel caso in cui un campo magnetico agisce sopra speciali sostanze magnetiche: e vi riesce completamente col *ferro dializzato*, che sotto l' azione del campo magnetico, diventa fortemente birifrangente: alla chiusura del circuito che genera il campo magnetico si vede nettamente ricomparire la luce, la quale prima non passava, non essendo birifrangente il ferro dializzato quando è fuori del campo.

2° *Dicroismo magnetico.* — Il ferro dializzato, quando vien posto nel campo magnetico diviene pure fortemente dicroico; vale a dire che la luce resta diversamente assorbita dal liquido, a seconda che le sue vibrazioni siano in un piano piuttosto che in un altro. Da questa esperienza, che pure viene riprodotta perfettamente, il Majorana conclude che il piano di polarizzazione della luce deve essere normale al piano di vibrazione.

3° *Rotazioni bimagnetiche.* — Quando la luce, costituita da sole vibrazioni in un piano, attraversa alcune speciali soluzioni poste in un campo magnetico, normalmente al campo, se quel piano è inclinato sulle linee di forza, essa esce dal liquido con una lieve rotazione. L'A. ha pure dimostrato che il fenomeno della birifrangenza magnetica è rapidissimo od assolutamente istantaneo. Mediante la scarica d' una bottiglia di Leyda, egli è riuscito a rendere birifrangente una soluzione di ferro colloidale; e ciò dimostra che basta la durata della scintilla per fare avvenire il fenomeno. Questo fatto lega stret-

tamente il fenomeno Majorana con gli altri elettro-ottici già conosciuti.

La scoperta di questo interessante fenomeno ha fatto nascere nel Prof. Sella il desiderio di ricercare un fenomeno reciproco a quello della birifrangenza. Secondo le teorie del Prof. Voigt di Gottinga, una volta constatato il fenomeno Majorana in una data sostanza, se questa reciprocamente è traversata da un fascio di luce senza essere posta in un campo magnetico, la sua permeabilità magnetica deve restare mutata lungo il percorso del raggio. Accurate esperienze del Sella non hanno dato resultati positivi in proposito, ed egli ha voluto farne parola, per incitare i colleghi a studiare il fenomeno, che sarebbe d'importanza notevole, tra i molti di reciprocità magneto-ottica.

Il Presidente Prof. Righi riferisce sopra un suo recente studio intorno a certi fenomeni sonori prodotti coi condensatori elettrici. La relativa memoria è in corso di stampa nei *Rendiconti della R. Accademia di Bologna*, ma un cenno delle sue esperienze comunicò già alla R. Accademia dei Lincei.

Avuta cognizione dell'esperienza di Duddel detta dell'*arco fischiante*, pensò che fenomeni analoghi potevano ottenersi forse, sostituendo alla lampada ad arco un tubo di Geissler, oppure una fiamma. Eseguita l'esperienza, ottenne subito i suoni previsti, ma si accorse bentosto che nella nuova esperienza i fenomeni avevano una causa differente da quella supposta. Fu soltanto coll'introdurre nei circuiti dei rocchetti aventi una grande induttanza che riuscì ad avvicinare il fenomeno a quello di Duddel.

Il Prof. Righi distingue dunque nella sua disposizione sperimentale due casi estremi: quello nel quale è minima l'induttanza dei circuiti, e quello in cui è assai grande. Nel primo caso si ha il fenomeno nuovo, nel secondo un fenomeno analogo a quello di Duddel. Dà la teoria del primo fenomeno, partendo dalle equazioni generali delle correnti variabili, e constata l'accordo di essa coi resultati sperimentali. Descrive poi la forma dei tubi più adatti, da lui stesso costruiti, e s'intrattiene sulla spiegazione della produzione diretta del suono dalle armature del condensatore.

Fra i due casi estremi, quello cioè del fenomeno Righi e quello del fenomeno Duddel, deve esistere una graduazione continua, giacchè si deve passare dal primo al secondo aumentando l'autoinduzione. Ora i due fenomeni estremi obbediscono a leggi affatto diverse, e la teoria generale che comprenderebbe tutti riescirebbe di tale complicazione, da sfidare l'acume dei matematici. L'esperienza però ha dato risultati singolarissimi ed inaspettati.

Nel caso del fenomeno Righi l'altezza del suono dipende dalla f. e. della batteria, dalla resistenza del circuito e dalla capacità del condensatore. Nel caso Duddel invece dipende dalle costanti del circuito del condensatore. Nei casi intermedi dipende, come è naturale, da tutte queste circostanze; ma si notano fenomeni curiosi ed interessanti difficili da spiegare.

Così, p. es., se si varia gradualmente o la resistenza, o l'induttanza, o la capacità, invece d'ottenere una variazione graduale del suono, si ode un suono, che varia bensì d'altezza, ma con successive brusche variazioni, così che certi suoni è impossibile ottenerli. Introducendo una massa di ferro, con moto uniforme, nel rocchetto inserito nel circuito del condensatore, il suono da questo prodotto (che si ode bene in tutta la vasta sala) varia d'altezza a salti improvvisi, di guisa che si ottiene una serie di note formanti una melodia di strano effetto. In altre circostanze il condensatore produce dei veri *trilli*, cioè delle regolari alternative più o meno rapide di due note musicali diverse.

Questi ed altri fenomeni produce il Prof. Righi, mediante i suoi apparecchi recati da Bologna, e tutti sono così in grado di verificare questi interessanti fenomeni. Infine presenta dei disegni rappresentanti le curve, osservate coll'usuale tubo di Braun, le quali, mentre verificano la teoria nel caso del fenomeno Righi, mostrano la maniera complicata e bizzarra con cui varia la corrente di scarica nei casi i più complicati, dei quali ha intrattenuto per ultimo l'attentissimo uditorio.

Il Prof. Vicentini richiama una sua esperienza del 1896, nella quale ottiene pure una discontinuità nell'altezza di un suono; ma si tratta d'un fenomeno d'indole affatto diversa,

ad ottenere il quale occorre, secondo il Vicentini, il trasformatore di Tesla.

Il Prof. Battelli osserva però che l'esperienza del Vicentini può eseguirsi anche senza il trasformatore.

Il Prof. Ascoli ricorda alcune sue esperienze sul fenomeno Duddel, eseguite col metodo stroboscopico, e di cui un cenno è nei *Rendiconti dei Lincei*. Egli faceva uso di un disco rotante diviso in settori alternativamente bianchi e neri, e illuminato dall'arco. Se la luce oscilla con un periodo uguale al tempo necessario perchè un settore bianco si sostituisca al successivo, il disco appare fermo coi suoi settori distinti, mentre variandone la velocità, esso appare uniformemente grigio. Ora, se in presenza dell'arco cantante si gira il disco aumentandone a poco a poco la velocità, si trova che il disco appare fermo per due velocità distinte assai diverse l'una dall'altra. Ciò dimostra l'esistenza nell'arco di due oscillazioni ben distinte di periodo diverso. La più bassa dipende essenzialmente dalle condizioni dell'arco (corrente, potenziale ec.); la più alta sembra invece corrispondere alle costanti del circuito derivato, la sola notata dal Duddel. Termina col dire che i diagrammi ottenuti dal Prof. Righi col tubo Braun si accordano coi suoi risultati.

Ha la parola infine il Prof. Bartorelli, il quale rende conto dei resultati ottenuti studiando l'arco elettrico a corrente continua. Se si parte dall'ipotesi che questo sia paragonabile ad un voltametro, l'A. (col metodo da lui usato per studiare i voltametri ed esposto nei precedenti congressi) dimostra in modo rigoroso che si giunge a un resultato fisicamente inaccettabile. Ne conclude naturalmente che la premessa è inammissibile, che la formula ordinaria di Ohm non è atta a rappresentare il fenomeno, e che una legge che lo rappresenti in modo completo è ancora da trovarsi.

Il Prof. Bartorelli termina con alcune considerazioni critiche sulle esperienze fatte finora per stabilire l'esistenza o no di una forza contro-elettromotrice nell'arco elettrico a corrente continua.

Quinta seduta.

(8 Settembre, pomeriggio).

Alle ore 15 il Presidente dà la parola al Segretario Prof. Battelli, il quale in assenza del cassiere Prof. Stefanini, presenta il seguente resoconto:

Per la Società Italiana di Fisica.

Resto di cassa	L.	2043,18
Quote esatte dal 25 Settembre 1901 al 5 Settembre 1902	»	510,00
Totale attivo . .	L.	2553,18
Spese	»	113,34
Fondo disponibile	L.	2439,84

Per le Sesse.

Resto di cassa al 25 Settembre 1901	L.	974,60
Riscossioni	»	100,00
Totale attivo . . .	L.	1074,60
Spese	»	613,15
Fondo disponibile.	L.	461,45

Per il Nuovo Cimento.

Importare di 300 abbonamenti a quote varie, e sussidio ministeriale	L.	5426,11
Somma dovuta allo stampatore e spese diverse .	»	4625,13
Rimanenza attiva .	L.	800,98

La relazione è approvata.

Viene data lettura di una lettera, nella quale il Prof. Salvadori Roberto lamenta di non vedere sempre riprodotti con sollecitudine nel *Nuovo Cimento* i sunti dei giornali stranieri. Risponde il Prof. Battelli che ciò dipende dal poco spazio disponibile nel periodico; e che si fa e si farà il possibile per attenuare questo inconveniente.

Indi il Presidente ricorda che nella V adunanza del Congresso di Como (23 Settembre 1899) alcuni soci fecero delle proposte sulla nomina di soci onorari stranieri. La questione rimandata allora alle prossime riunioni, non fu più trattata. Si apre una breve discussione, alla quale prendono parte i Prof. Ascoli, Grassi e Cirri, sulla limitazione da darsi a queste nomine. Infine il Presidente propone di rimandare la risoluzione all'anno venturo: e giacchè sono presenti due degli antichi proponenti, i soci Majorana e Cirri, viene dato incarico a questi di presentare al prossimo Congresso una proposta concreta in proposito.

Il Prof. Cardani inizia quindi la discussione sull'insegnamento della fisica nelle Università. Si compiace delle parole del Ministro, riconosce il momento favorevole alle invocate modificazioni. Rileva che non basta rendere biennale il corso, se questo non viene diviso per le diverse facoltà. Esprimono in proposito le loro idee anche i Prof. Battelli, Righi e Vicentini, idee che vengono riassunte nel seguente ordine del giorno, che viene approvato all'unanimità:

« La *Società Italiana di Fisica* considerando che l'inse-
« gnamento di fisica, da impartire nelle Università agli allievi
« di Scienze fisico-matematiche ha indirizzo assolutamente di-
« verso da quello da impartire agli allievi di Scienze biologi-
« che, e quindi assolutamente diversi i mezzi e i metodi nei
« due casi; considerando per altra parte che gli studenti di
« farmacia e veterinaria non possono essere aggregati nè a
« quelli di Scienze fisico-matematiche, nè a quelli di Scienze
« biologiche, sia per la loro minore preparazione, sia per la
« durata soltanto annuale del loro corso:

« Fa voti che l'insegnamento della fisica nelle Università
« venga dato in tre corsi distinti:

« il 1° biennale per gli studenti di Scienze fisico-matematiche
« il 2° » » » » biologiche
« il 3° annuale » » farmacia e veterinaria

« e fa voti che quest'ultimo corso possa essere impartito da
« un libero docente o da un assistente sotto la responsabilità
« del Professore ».

Il Prof. Volta richiama l'attenzione dei Congressisti sulle presenti condizioni degli insegnanti Scienze nelle scuole secondarie in generale e di quelli di fisica nei Licei in particolare: questi si trovano considerati come a un livello inferiore rispetto agli altri; e ciò per la impropria distinzione che si fa dei due gruppi letterario e scientifico; la qual distinzione si accentua perfino colla diversa misura di retribuzione per l'insegnamento nelle classi aggiunte e colla esclusione dei professori del gruppo scientifico dai concorsi per le presidenze e per le cariche presso la Direzione centrale della P. I. Il Professor Volta osserva inoltre che, a quanto si dice e si arguisce dalle stesse dichiarazioni di S. E., queste condizioni si troverebbero peggiorate per una ancor maggiore limitazione da introdursi nell'insegnamento scientifico, che dovrebbe essere quasi completamente riserbato all'Istruzione superiore e a quella professionale. Conclude col far voti perchè tanta jattura pei giovani che si dedicano all'insegnamento della scienza del Galileo e del Volta, e che per tal modo vedrebbero dileguare tutte le speranze di una possibile carriera, venga scongiurata dal voto e dall'opera della Società, e dai buoni uffici degli autorevoli Colleghi, che assistono l'opera del Governo.

Propone intanto, come di maggiore urgenza, il seguente ordine del giorno, approvato ad unanimità:

« La S. I. di Fisica considerata la necessità dell'ugua-
« glianza di condizioni materiali e morali fra gli insegnanti di
« uno stesso istituto secondario,

« Fa voti che venga abrogata la disposizione ministeriale
« che esclude gli insegnanti di Fisica dai concorsi alle Presi-
« denze dei Licei e alle altre cariche disciplinari, come ogni
« altra che stabilisca differenze di trattamento a loro danno ».

A proposito della comunicazione colla quale si chiuse la 3ª seduta, viene pure presentato e approvato ad unanimità il seguente ordine del giorno:

« La S. I. di Fisica, avendo seguito con molto interesse
« le proposte fatte dall'Ing. Giorgi di riformare i sistemi di
« misure attualmente in uso,

« riconoscendo l'opportunità di prendere in considerazione tali proposte,

« presa conoscenza dell' iniziativa dell'A. E. I., la quale « ha già sottoposto la questione allo studio di una speciale « Commissione, composta dei Professori Ascoli, Donati, Grassi, Lombardi e Ròiti,

« tenuto presente che i membri di tale Commissione ap- « partengono tutti anche alla Società di Fisica,

« delibera di dare incarico alla stessa Commissione di pro- « cedere in questo studio anche in rappresentanza della So- « cietà di Fisica ».

Come sede del Congresso per l' anno venturo il Prof. Cardani propone una città meridionale, lasciandone la scelta al Consiglio di Presidenza. Tale proposta è subito approvata, e a tale proposito il Prof. Grassi ricorda il desiderio altre volte espresso che la Società di Fisica tenga possibilmente i suoi Congressi nella medesima città e nei medesimi giorni che l'Associazione Elettrotecnica, la quale l' anno prossimo si riunirà a Napoli.

Si procede quindi alla parziale rinnovazione delle cariche imposta dallo Statuto sociale.

A Direttore del *Nuovo Cimento*, in sostituzione del defunto Prof. Felici, viene eletto il Prof. Ròiti con 29 voti su 31 votanti.

Presidente della Società risulta eletto il Prof. Battelli con 18 voti; Vice-Presidente il Prof. Cardani con 19 voti; Segretario il Prof. Lussana con 22 voti.

In luogo dei Consiglieri Bonacini, Cardani e Sella, che scadono per anzianità, vengono eletti i Prof. Majorana, Vicentini e Volta rispettivamente con voti 20, 23 e 21.

È quindi confermato Cassiere per acclamazione il Prof. Stefanini, ed eletto Bibliotecario il Dott. Cassuto.

Dopo un vivo applauso al Presidente Prof. Righi, l'Assemblea vota vivi ringraziamenti alla Presidenza dell' Ateneo e alla città di Brescia. Quindi il Prof. Righi dichiara chiuso il sesto Congresso della *Società Italiana di Fisica*.

Il Presidente	**I Segretari**
AUGUSTO RIGHI	ORESTE CIRRI
	ARCHIMEDE GANDOLFI

Ha fatto adesione alla Società il signor

Jona Ing. Emanuele Milano

Continuazione della Nota pubblicata a pagina CLXXV.

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Blaserna Pietro
Bonacini Carlo
Burzagli Vincenzo
Campetti Adolfo
Cancani Adolfo
Fontana Ariodante
Gandolfi Archimede
Grimaldi G. Pietro
Lori Ferdinando
Lussana Silvio
Maiorana Quirino
Pochettino Alfredo
Sella Alfonso

Hanno pagato la quota pel 1903 e 1904 i Soci:

Blaserna Pietro
Pochettino Alfredo
Sella Alfonso

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Continuazione della Nota pubblicata a pagina CXCV.

Hanno pagato la quota del 1901 i Soci:

Caramanda Celestino
Jacoviello Felice
Kesler Giovanni
Pellacani Fulvio
Rizzo G. Battista

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Arnò Riccardo
Battelli Angelo
Bellati Manfredo
Bombicci Luigi
Brucchietti Giuseppe
Campanile Filippo
Cardani Pietro
Contini Attilio
Dall' Oppio Luigi
Del Torre Giacomo
Dessau Bernardo
Macaluso Damiano
Macchia Pietro
Magri Luigi
Malagoli Riccardo
Mastricchi Felice
Mauri Aurelio
Monselles Gioacchino
Morra Pietro Paolo
Pagliani Stefano
Pandolfi Mario
Pieriboni Francesco
Palazzo Luigi
Rizzo G. Battista
Sacerdote Mario
Stefanini Annibale
Stracciati Enrico
Stromei Giulio
Talamini Italo
Villari Emilio
Volterra Vito
Zublena Pietro

Hanno pagato la quota del 1903 i Soci:

Battelli Angelo
Bellati Manfredo
Jona Emanuele
Levi-Civita Tullio
Mauri Aurelio
Rizzo G. Battista
Sacerdote Mario
Stefanini Annibale
Volterra Vito

Hanno dato le dimissioni i signori:

Buzzolini Giuliano
Calvori Pio
Caramanda Celestino
Kessler Giovanni
Lauricella Giuseppe
Pellacani Fulvio
Ruffini F. R.

In esecuzione dell' articolo 5 del Regolamento i Soci seguenti, che non hanno ancora pagato la quota del 1901, si ritengono dimissionari:

Mori Enrico
Pettinelli Parisino
Ventura Nicola